PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 12. 15. Juni 1918. Redaktionsschluß für No. 14 am 12. Juni 1918. 19. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

R. Glocker, Über die Berechnung der sekundären Röntgenstrahlung einer Platte. S. 249.

L. Meitner, Die Lebensdauer von Radiothor, Mesothor und Thorium. S. 257.

J. E. Lilienfeld, Untersuchungen über das kontinuierliche Röntgenspektrum. S. 263.

J. E. Lilienfeld u. H. Seemann, Photographische Aufnahme des *Pt*- und *Ir*-*K*-Spektrums. S. 269.

Besprechungen:

C. Fr. Gauß' Werke. Bd. X. Abt. I. S. 271.

F. M. Exner, Dynamische Meteorologie. S. 272.

H. Bauer, Physik der Röntgenologie. S. 272.

Personalien. S. 272.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über die Berechnung der sekundären Röntgenstrahlung einer Platte.

Von R. Glocker.

Bei der experimentellen Bestimmung des Emissionskoeffizienten der charakteristischen Sekundärstrahlung (Fluoreszenz-Strahlung), sowie des Zerstreuungskoeffizienten ist es von Wichtigkeit zu wissen, welcher Bruchteil der gesamten entstehenden sekundären Röntgenstrahlung aus dem betreffenden Körper austritt und zur Messung gelangt. Ein zweites Problem, das die Kenntnis der im Körper selbst wieder zur Absorption gelangenden sekundären Strahlung erfordert, ist die Frage, in welchem Maße die Absorptionsmessungen an sehr durchdringungsfähigen Röntgenstrahlen durch Auftreten von Sekundärstrahlung beeinträchtigt werden und in welcher Weise dieser Einfluß der Sekundärstrahlung von der Art der Versuchsanordnung abhängt. Es ist bekannt, daß bei γ-Strahlen die auf verschiedene Weise bestimmten Absorptionskoeffizienten beträchtliche Unterschiede aufweisen, welche als Folge von verschieden starker Sekundärstrahlung erklärt werden.

Wie eine Literaturdurchsicht zeigt, hat man sich bisher bei der Berechnung der aus einem Körper austretenden Sekundärstrahlung mit Näherungsformeln begnügt. Eine strenge Behandlung findet sich nur für einen Spezialfall: Berechnung der gesamten aus der Vorderfläche einer unendlich dicken Platte austretenden charakteristischen Sekundärstrahlung[1]), wobei die Auswertung des Integrals nicht analytisch, sondern graphisch erfolgte.

In Anbetracht der hohen Härtegrade, welche die moderne Röntgentechnik erreicht hat, muß die Forderung erhoben werden, daß künftighin bei allen Absorptionsmessungen an Röntgenstrahlen der Einfluß der zerstreuten Strahlung auf das Meßresultat quantitativ ermittelt werde. Da die Größe der Korrektion von der Versuchsanordnung abhängt, so ist es einfacher, an Stelle der in jedem einzelnen Falle vorzunehmenden experimentellen Bestimmung ein für allemal das Korrektionsglied als Funktion der für die Meßanordnung und die Strahlung charakteristischen Größen zu berechnen. Die Voraussetzung eines solchen Korrektionsverfahrens ist aber die Lösung folgender Aufgabe:

Auf eine Platte von beliebiger Dicke D trifft ein paralleles Strahlenbündel mit der Intensität J_0 senkrecht auf; wie groß ist die Intensität der nach P gelangenden Sekundärstrahlen, wenn von P aus derbestrahlte Teil der Platte unter dem körperlichen Winkel ω gesehen wird und wenn P der Rückseite der Platte gegenüber liegt? Der komplementäre Fall, wo P der Vorderseite der Platte gegenüber liegt, ist von Interesse für die experimentelle Bestimmung von Emissionskoeffizienten.

Da das von Bragg und Porter angegebene Integral eine Spezialisierung des letzteren Falles darstellt ($D = \infty$, $\omega = 2\pi$), so wird zuerst die Berechnung der aus der Vorderseite der Platte austretenden Sekundärstrahlung vorgenommen werden.

Den mathematischen Betrachtungen möge eine prinzipielle Bemerkung über die Definition des Absorptionskoeffizienten vorausgeschickt werden.

Eine senkrecht auf eine absorbierende Platte auffallende homogene Röntgenstrahlung (Intensität J_0) besitzt nach dem Durchgang durch die Schichtdicke x eine Intensität J

$$J = J_0 e^{-\mu x} \cdot e^{-\varepsilon x}. \qquad (1)$$

Der Intensitätsverlust $J_0 - J$ ist eine Folge 1. von Absorption (μ), d. h. Transformation der Strahlungsenergie in andere Energie-

1) Bragg und Porter, Proc. of the Roy. Soc. **85**, 349, 1911.

Anm. bei der Korrektur: Der Spezialfall der „rückwärtigen" Sekundärstrahlung $\omega = 2\pi$ ist mittels Reihenentwicklung behandelt bei Kohlrausch, Mitteil. d. Wiener Rad.-Inst. Nr. 99 und Jahrb. f. Rad. u. Elektron. **15**, 78, 1918.

formen (charakteristische Sekundärstrahlung, Korpuskularstrahlung, Wärme),

2. von Zerstreuung (s).

Unter der Voraussetzung sehr enger Strahlenbündel, so daß kein nennenswerter Teil der entstehenden zerstreuten Strahlung in das Meßgerät gelangen kann, ergibt sich bei der Messung tatsächlich für das Verhältnis $\frac{J}{J_0}$ der Wert, der sich nach Gl. (1) ergeben sollte, wenn man Absorptionskoeffizient und Zerstreuungskoeffizient als bekannt annimmt. Arbeitet man mit weitgeöffneten Strahlenbündeln, so wird ein Teil der entstehenden zerstreuten Strahlung mitgemessen und infolgedessen $\frac{J}{J_0}$ zu groß gefunden. Wenn es nun möglich wäre, eine solche ideale Versuchsanordnung zu schaffen, daß alle entstehende Streustrahlung in das Meßgerät gelangen könnte, so wäre

$$\frac{J}{J_0} = e^{-\bar{\mu} x},$$

so daß jeder Einfluß der Streustrahlung aus dem Meßresultat von selbst eliminiert wird. Daß eine solche Anordnung praktisch nicht realisierbar ist, ist leicht einzusehen. Aus diesem Grunde ist der einfachere Fall derjenige enger Bündel, wo ein Auftreffen von Streustrahlen auf das Meßgerät praktisch vermieden wird. Messungen mit weitgeöffneten Bündeln erfordern stets eine Korrektion des experimentell erhaltenen Wertes $\frac{J}{J_0}$ durch Berechnung des auf das Meßgerät fallenden Bruchteils der gesamten entstehenden zerstreuten Strahlung.

Aus dem experimentellen und erforderlichenfalls korrigierten Wert $\frac{J}{J_0}$ erhält man immer die Summe $\bar{\mu} + s$ Gl. (1) und niemals $\bar{\mu}$ allein. Es erscheint daher zweckmäßig, die Gl. (1) in folgender Form zu schreiben

$$\frac{J}{J_0} = e^{-\mu x}, \qquad (1a)$$

und den experimentellen Koeffizienten μ durch eine besondere Bezeichnung von dem wahren Absorptionskoeffizienten μ zu unterscheiden. Wie die Gl. (1a) zeigt, gibt μ an, um welchen Betrag die Strahlung auf dem Wege x infolge Absorption und Zerstreuung geschwächt wird; μ wird daher „Schwächungskoeffizient" genannt werden, so daß gilt Schwächungskoeffizient = Absorptionskoeffizient + Zerstreuungskoeffizient

$$\mu = \mu + s. \qquad (1b)$$

Bei weichen Strahlen ist s gegenüber von $\bar{\mu}$ sehr klein, so daß der aus Gl. (1a) berechnete Wert von μ praktisch mit dem Absorptionskoeffizienten übereinstimmt. Bei einer Wellenlänge $\lambda = 0{,}2 \cdot 10^{-8}$ cm erreicht aber s ungefähr die Größenordnung von $\bar{\mu}$.

Die vorgeschlagene Nomenklatur für $\bar{\mu}$ und μ wird ferner dadurch nahe gelegt, daß in den Absorptionsgesetzen[1]) stets $\bar{\mu}$ und niemals μ auftritt; μ als experimentellen oder rohen Absorptionskoeffizienten zu bezeichnen, erscheint demnach unzweckmäßig, da μ keine das Absorptionsverhalten eines Stoffes hinreichend charakterisierende Größe ist.

I. Die aus der Vorderseite der Platte austretende charakteristische Sekundärstrahlung.

Ist E die in der Tiefe x (Fig. 1) auf die Flächeneinheit auftreffende Energie der Primärstrahlung und $\varkappa$ der Emissionskoeffizient der charakteristischen Sekundärstrahlung, so ist die gesamte in einem Würfel von der Grundfläche 1 und der Höhe dx erzeugte Sekundärstrahlung $\varkappa E dx$. Von dieser nach allen Richtungen emittierten Energie entfällt auf den Elementarkegel von der Öffnung $d\omega$ der Betrag $\frac{d\omega}{4\pi}$. Da die Sekundärstrahlen zumeist unter schiefen Winkeln austreten, so ist ihr Energieverlust innerhalb der Platte infolge Absorption und Zerstreuung proportional $e^{-\frac{\mu x}{\cos\vartheta}}$ anzusetzen, wobei r ihr Schwächungskoeffizient und ϑ der Winkel zwischen Strahl und Plattennormale ist. Der Einfachheit halber werde zunächst vorausgesetzt, daß die Primärstrahlung senkrecht auf die Vorderseite der Platte auftreffe und daß sie aus lauter parallelen Strah-

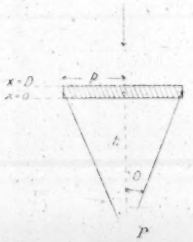


Fig. 1.

[1]) Glocker, Absorptionsgesetze für Röntgenstrahlen, diese Zeitschr. 19, 66, 1918.

len bestehe. Dann gilt unabhängig vom Winkel ϑ überall die Gl. (1a).

$$E = E_0 e^{-\mu x}.$$

E_0 = die auf die Flächeneinheit der Vorderseite auftreffende Primärenergie.

Diese idealisierte Voraussetzung darf praktisch um so eher als erfüllt gelten, je größer die Fokus-Plattendistanz R gegenüber dem Plattenradius p und der Plattendicke D ist.

Zwischen dem körperlichen Winkel ω und dem in Fig. 1 eingezeichneten Winkel ϑ besteht die Gleichung

$$d\omega = 2\pi \sin\vartheta \, d\vartheta. \qquad (2)$$

Durch Integration über die ganze Schichtdicke $x = D$ erhält man für die gesamte Energie S der nach P gelangenden Sekundärstrahlen

$$S = \frac{1}{2} \varkappa E_0 \int_0^D e^{-\mu x} dx \int_0^\Theta e^{-\frac{\tau x}{\cos\vartheta}} \sin\vartheta \, d\vartheta \qquad (3)$$

wobei

$$\operatorname{tg}\Theta = \frac{p}{h}$$

ist.

Für das Integral $\int_0^\Theta e^{-\frac{\tau x}{\cos\vartheta}} \sin\vartheta \, d\vartheta$ haben Soddy und Russell[1]) folgende Lösung gefunden:

$$\int_0^\Theta e^{-\frac{\tau x}{\cos\vartheta}} \sin\vartheta \, d\vartheta = e^{-\tau x} + \tau x \, Ei\{-\tau x\} - \cos\Theta \, e^{-\frac{\tau x}{\cos\Theta}} - \tau x \, Ei\left\{-\frac{\tau x}{\cos\Theta}\right\} \qquad (4)$$

$Ei\{-x\}$ ist das Exponentialintegral[2]) $\int_x^\infty \frac{e^{-\xi}}{\xi} d\xi$.

Setzt man

$$\tau x = y \qquad \frac{\mu}{\tau} = c \cos\Theta = b,$$

so ergibt sich aus (3) und (4)

$$\frac{2S\tau}{\varkappa E_0} = \int_0^{\tau D} e^{-cy}\left(e^{-y} + y \, Ei\{-y\}\right) dy - \int_0^{\tau D} e^{-cy}\left(b e^{-\frac{y}{b}} + y \, Ei\left\{-\frac{y}{b}\right\}\right) dy = A_1 - A_2 = F(c, b, \tau D). \qquad (5)$$

In dem Ausdruck A_1 ist das zweite Integral nicht ohne weiteres integrierbar; durch partielle Integration und darauf folgende Zerlegung des entstehenden Integrals gelingt eine Zurückführung auf

$$\int_0^{\tau D} \frac{e^{-(c+1)y}}{c^2 y} dy.$$

Dieses Integral ist aber

$$\int_0^z \frac{e^{-(c+1)y}}{c^2 y} dy + \frac{1}{c^2} Ei\{-\tau D(c+1)\}.$$

Das erhaltene Integral konvergiert nicht; es läßt sich aber mit dem bei Auswertung der übrigen Teilintegrale auftretenden Integral

$$-\frac{1}{c^2}\int_0^z \frac{e^{-y}}{y} dy$$

zu einem konvergenten Integral vereinigen, nämlich

$$\frac{1}{c^2}\int_0^\infty \frac{e^{-(c+1)y} - e^{-y}}{y} dy = \frac{1}{c^2} \lg\left(\frac{1}{c+1}\right).$$

Somit ergibt sich[1])

$$A_1 = \frac{1}{c} - \frac{1}{c^2}\lg(c+1) - \frac{e^{-(c+1)\tau D}}{c} - \frac{1+c\tau D}{c^2} e^{-c\tau D} Ei\{-\tau D\} + \frac{1}{c^2} Ei\{-(c+1)\tau D\}. \qquad (6)$$

Das Integral A_2 läßt sich durch die Substitution

$$\frac{y}{b} = y'$$

auf A_1 zurückführen, wobei an Stelle des Parameters c (in A_1) cb (in A_2) tritt. Hieraus ergibt sich für Gl. (5) folgende Beziehung

$$F(c, b, \tau D) = \frac{2S\tau}{\varkappa E_0} = \frac{1-b}{c} + \frac{1}{c^2}\lg\left(\frac{cb+1}{c+1}\right) - \frac{e^{-(c+1)\tau D}}{c} + \frac{b}{c} e^{-\left(c+\frac{1}{b}\right)\tau D} + \frac{1}{c^2} Ei\{-(c+1)\tau D\} + \frac{1+c\tau D}{c^2} e^{-c\tau D}\left[Ei\left\{-\frac{\tau D}{b}\right\} - Ei\{-\tau D\}\right] - \frac{1}{c^2} Ei\left\{-\left(c+\frac{1}{b}\right)\tau D\right\}. \qquad (7)$$

Spezialfälle:

1. $b = 0$
   d. h. $\Theta = 90^0$.

P (Fig. 1) liegt dicht an der Vorderseite der Platte. Die Bedingung, daß deren seitliche Aus-

1) Phil. Mag. 19, 725, 1910.

2) Tabelle der Zahlenwerte in Jahnke und Emde, Funktionentafeln. S. 19 ff.

1) Unter lg ist im folgenden immer log nat verstanden.

dehnung unendlich groß ist, ist wegen der Absorption schon bei relativ sehr kleinem Radius p praktisch erfüllt.

Weitere Spezialisierung $D = \infty$ führt auf den von Bragg und Porter graphisch behandelten Fall. Die analytische Lösung gemäß Gl. (7) lautet ($c = \frac{\mu}{r}$)

$$\frac{2Sr}{\varkappa E_0} = \frac{r}{\mu} + \frac{r^2}{\mu^2} \lg\left(\frac{r}{\mu + r}\right). \tag{8}$$

Gegenüber der langwierigen Methode der graphischen Auswertung der Integrale, welche für jeden Zahlenwert von $\frac{\mu}{r}$ neu vorgenommen werden muß, liefert die Formel (8) infolge ihrer einfachen Struktur sehr viel schneller das gewünschte Resultat.

2. $b = 1 - \delta$

d. h. Θ nahezu $= 0^0$.

δ eine kleine Größe. Der betrachtete Sekundärstrahlenkegel besitzt einen kleinen Öffnungswinkel.

Berücksichtigt man, daß nach dem Taylorschen Satz in erster Näherung

$$Ei\{-(a+\delta)\} - Ei\{-a\} = \frac{\delta e^{-a}}{a}$$

ist, so erhält man für Gl. (7) folgende Näherungsformel

$$\frac{2Sr}{\varkappa E_0} = \frac{\delta}{c+1}\left(1 - e^{-(c+1)rD}\right), \text{ wobei } c = \frac{\mu}{r} \text{ ist.} \tag{9}$$

Die Annahme $D = \infty$ liefert die schon von Sadler[1]) aufgestellte Formel

$$\frac{S}{E_0} = \frac{1}{2}\frac{\varkappa}{\mu + r} \cdot \delta = \frac{\omega}{4\pi} \cdot \frac{\varkappa}{\mu + r}. \tag{10}$$

Die Beziehung

$$\delta = \frac{\omega}{2\pi}$$

ergibt sich durch Integration der Gl. (2)

$$(\delta = 1 - b = 1 - \cos\vartheta).$$

II. Die aus der Vorderseite der Platte austretende zerstreute Strahlung.

Die Energie Z der zerstreuten Strahlung in P berechnet sich aus der Formel (7), wenn $\mu = r$, also $c = 1$ gesetzt und s statt $\varkappa$ geschrieben wird:

$$\frac{Z}{E_0} = \frac{1}{2}\frac{s}{\mu}\left(1 - b + \lg\left(\frac{b+1}{2}\right) - e^{-2\mu D} + \right.$$
$$+ be^{-\left(1+\frac{1}{b}\right)\mu D} + Ei\{-2\mu D\} +$$
$$\left. + (1+\mu D)\, e^{-\mu D}\left[Ei\left|-\frac{\mu D}{b}\right| - \right.\right.$$
$$\left.\left. - Ei\left|-\mu D\right|\right] - Ei\left|-\left(1+\frac{1}{b}\right)\mu D\right|\right). \tag{7a}$$

Die Spezialfälle $b = 0$, $b = 1 - \delta$, $D = \infty$ ergeben sich ohne weiteres aus den Gl. (8), (9), (10) für $c = 1$.

III. Die aus der Rückseite der Platte austretende charakteristische Sekundärstrahlung (Fluoreszenzstrahlung).

In analoger Weise zu der Beziehung (3) ergibt sich für die rückseitige Sekundärstrahlung (Fig. 2) folgendes Doppelintegral

$$S = \frac{1}{2}\varkappa E_0 \int_0^D e^{-\mu(D-x)}\, dx \int_0^{\frac{\pi}{2}} e^{-\frac{\varkappa x}{\cos\vartheta}} \sin\vartheta\, d\vartheta \tag{11}$$

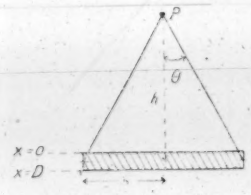


Fig. 2.

Wie sich im Laufe der Rechnung ergibt, sind hier 3 Fälle zu unterscheiden, nämlich

1. Fall: $|c| < 1$, also $\mu < r$
2. Fall: $|c| > 1$, also $\mu > r$ $1 - c$ u. $1 - cb$ haben gleiches Vorzeichen
3. Fall: $|c| > 1$, also $\mu > r$ $1 - c$ u. $1 - cb$ haben entgegengesetztes Vorzeichen.

1. Fall.

Unter Benutzung der Gl. (4) erhält man aus (11), wenn $c = +\frac{\mu}{r}$ ist,

$$c' = -\frac{c}{rD}$$

1) Phil. Mag. 18. 107. 1909. Ableitung der Formel unter der vereinfachten Voraussetzung, daß die Sekundärstrahlen aus der Platte alle senkrecht austreten.

$$\frac{2Sr}{\varkappa E_0 e^{-\mu D}} = \int_0^{rD} e^{-cy}(e^{-y} + y\,Ei\{-y\})\,dy -$$

$$-\int_0^{rD} e^{-cy}\{be^{-\frac{y}{b}} + y\,Ei\{-\frac{y}{b}\}\}\,dy =$$

$$= f_1(c, b, rD). \qquad (12)$$

Ein Vergleich mit (5) ergibt $f_1(c, b, rD) = F(c, b, rD)$; letztere Funktion ist in Gl. (7) durch bekannte Funktionen dargestellt. Man erhält demnach die Funktion f_1 dargestellt, wenn man in Gl. (7) überall $-c$ statt c schreibt.

2. Fall.

Das Resultat ist mit dem des 1. Falles identisch.

3. Fall.

Durch partielle Integration gelangt man zu Integralen von der Form

$$\int_0^G \frac{e^{-y} - e^{-ay}}{y}\,dy,$$

wobei $a > 0$ ist. Durch Reihenentwicklung läßt sich beweisen

$$\int_0^G \frac{e^{-y} - e^{-ay}}{y}\,dy = Ei\{-G\} - Ei\{+aG\} + \lg a, \qquad (13)$$

Als Endresultat erhält man, $c = \frac{\mu}{r}$ bezeichnet,

$$\frac{2Sr}{\varkappa E_0 e^{-\mu D}} = \frac{b-1}{c} + \frac{1}{c^2}\lg\left(\frac{1-cb}{c-1}\right) +$$

$$+ \frac{1}{c}e^{(c-1)rD}\frac{b}{c}e^{\left(c-\frac{1}{b}\right)rD} + \qquad (14)$$

$$+ \frac{1}{c^2}Ei\{+(c-1)rD\} - \frac{1}{c^2}Ei_0\{-\left(\frac{1}{b}-c\right)rD\} +$$

$$+ \frac{1-cr}{c^2}e^{crD}\left(Ei\{-rD\} - Ei\{-\frac{rD}{b}\}\right).$$

$$= f_2(c, b, rD).$$

Die Ableitung der Spezialfälle erfolgt bei allen 3 Fällen in ähnlicher Weise wie im Abschnitt I.

IV. Die aus der Rückseite der Platte austretende zerstreute Strahlung.

Schreibt man $s = \varkappa$ und setzt man $c = 1$, also $\mu = r$, so liefern die Gl. (12) und (14) eine Beziehung für die Energie Z der nach P (Fig. 2) gelangenden zerstreuten Strahlung. Bei dem Grenzübergang ist zu beachten

$$\lim_{c=1}\left(\lg[(c-1)rD] - Ei\{+(c-1)rD\}\right) = -0{,}577 \qquad (15)$$

(Beweis durch Reihenentwicklung.)

0,5772... Eulersche Konstante.

Sodann ist

$$\frac{2Z\mu}{sE_0 e^{-\mu D}} = 0{,}5772\cdots + b + \lg(\mu D(1-b)) +$$

$$+ (\mu D - 1)e^{\mu D}\left[Ei\{-\mu D\} - Ei\{-\frac{\mu D}{b}\}\right] -$$

$$- be^{-\left(\frac{1}{b}-1\right)\mu D} - Ei\{-\left(\frac{1}{b}-1\right)\mu D\}$$

$$= f(b, \mu D). \qquad (16)$$

Spezialfälle:

1. $b = 0$, $\Theta = 90^0$ Streukegel von maximaler Öffnung

$$\frac{Z}{E_0} = \frac{1}{2}\frac{s}{\mu}e^{-\mu D}(0{,}577\cdots + \lg\mu D + (\mu D - 1)e^{\mu D}Ei\{-\mu D\}). \qquad (17)$$

2. $b = 1 - \delta$, δ sehr klein, Streukegel mit sehr kleinem Öffnungswinkel.

In ähnlicher Weise wie unter I (Spezialfall 2) erhält man als erste Näherung

$$\frac{Z}{E_0} = \frac{1}{2}\frac{s}{\mu}e^{-\mu D}\cdot\mu D\delta = \frac{\delta}{2}sDe^{-\mu D} =$$

$$= \frac{\omega}{4\pi}s\cdot D\cdot e^{-\mu D}. \qquad (18)$$

V. Verallgemeinerung der Formeln für schief auf die Platte auftreffende Primärstrahlen.

Bildet die Einfallsrichtung der Primärstrahlen mit der Plattennormale den Winkel γ, so ist bei I (vorderseitige Sekundärstrahlung) an Stelle von $e^{-\mu x}$ zu setzen $e^{-\frac{\mu x}{\cos\gamma}}$. Sind die Primärstrahlen nahezu parallel, so ist γ für alle Strahlen des Bündels gleich groß. Wird

$$\frac{\mu}{r}\frac{1}{\cos\gamma} = g$$

bezeichnet, so läßt sich das Resultat sofort aus Gl. (7) ablesen, wenn für c überall g eingesetzt wird.

Die Berechnung der rückseitigen Sekundärstrahlung und der rückseitigen Streustrahlung für den Fall schief auftreffender Primärstrahlen läßt sich leicht mit Hilfe der früher aufgestellten Formeln (11), (12), (14), (16) durchführen, wobei $e^{-\mu(D-x)}$ durch $e^{-\frac{\mu(D-x)}{\cos\gamma}}$ zu ersetzen ist; da sie nichts prinzipiell Neues bietet, möge sie hier unterdrückt werden.

VI. Erweiterung der Formeln für divergente Primärstrahlenbündel.

Die bisher mitgeteilten Formeln waren unter der Voraussetzung abgeleitet worden, daß das

auf die emittierende Platte auftreffende Primärstrahlenbündel aus lauter parallelen Strahlen besteht. Dieser Fall ist praktisch nur dann verwirklicht, wenn der Fokusabstand der Platte ein sehr großer ist. Um die Anwendungsmöglichkeiten der Formeln zu vermehren, möge nun der allgemeinere Fall eines divergenten Strahlenbündels behandelt werden.

Um einigermaßen übersichtliche Gleichungen zu erhalten, ist die Voraussetzung unentbehrlich, daß der Fokusabstand der betreffenden Platte wenigstens so groß ist, daß der Brennfleck der Antikathode als punktförmige Strahlungsquelle betrachtet werden darf. Dann nimmt die Strahlungsenergie ab mit dem Quadrat der Entfernung, so daß, abgesehen von der Absorption, in den verschieden tiefen Schichten der Platte nicht mehr die gleiche Primärenergie E vorhanden ist. Da die Dicke D der Platten immer viel kleiner sein wird, als die Fokusdistanz R, so ist der Unterschied zwischen der Primärenergie auf der Vorder- und Rückseite E_v bzw. E_r[1]) der Platte gering. Man setze für E_0 in die früheren Formeln überall das arithmetische Mittel von E_v und E_r ein. Wie eine überschlägige Rechnung zeigt, wird eine noch bessere Annäherung dadurch erreicht, daß bei Berechnung der vorderseitigen Sekundärstrahlung für E_0 der Wert der Primärenergie in der Tiefe $\frac{1}{3} D$ und bei der rückseitigen Sekundärstrahlung der in der Tiefe $\frac{2}{3} D$ eingesetzt wird. (Grund: Wegen der Absorption der Sekundärstrahlen in der Platte kommen im ersteren Falle hauptsächlich die oberen, im letzteren Falle die unteren Schichten für die Emission in Betracht.) Ist z. B.

$$\frac{D}{R} = \frac{1}{20}$$

so ist diese Näherung auf weniger als 1 Proz. genau.

Bei divergenten Primärstrahlen ist der Absorptionsfaktor proportional $e^{-\frac{\mu x}{\cos \psi}}$ anzusetzen, wenn der nach dem betrachteten Punkt O der Platte zielende Primärstrahl mit dem Normalstrahl den Winkel ψ bildet (Fig. 3). Es ist nun ψ als Funktion der Integrationsvariabeln ϑ und x auszudrücken. Eine einfache geometrische Betrachtung liefert die Beziehung

$$\frac{1}{\cos^2 \psi} = 1 + \left(\frac{x+h}{R+D-x}\right)^2 \frac{1}{\cos^2 \vartheta} - \left(\frac{x+h}{R+D-x}\right)^2 \quad (19)$$

[1]) E_v und E_r ohne Berücksichtigung der Absorption berechnet.

wenn Strahlungsquelle und P auf verschiedenen Seiten der Platte liegen (Fig. 3).

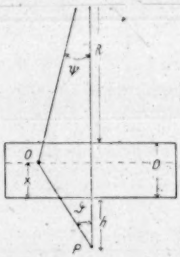


Fig. 3.

Die Möglichkeit einer einfachen Auswertung des Doppelintegrals hat zur Voraussetzung die zwei Bedingungen

1. $\frac{D}{R} \ll 1$ und $\frac{D}{h} \ll 1$

2. $\cos \psi$ und $\cos \vartheta$ in den Grenzen 1 und $\frac{1}{2}$.

Voraussetzung 2 kann wegbleiben, wenn $h = R$ ist [vgl. (21)].

Dann lautet Gl. (19)

$$\frac{1}{\cos^2 \psi} = 1 + \left(\frac{h}{R}\right)^2 \frac{1}{\cos^2 \vartheta} - \left(\frac{h}{R}\right)^2 \quad (20)$$

Die Näherung (erhalten durch Taylorsche Entwicklung)

$$\frac{1}{\cos \psi} = 1 + \left(\frac{h}{R}\right)^2 \frac{1}{\cos \vartheta} - \left(\frac{h}{R}\right)^2 \quad (21)$$

gilt auf etwa 1 Proz., wenn $\frac{h^2}{R^2} < 1$ und $\cos \vartheta > \frac{2}{3}$ ist.

Für $\frac{h^2}{R^2} > 1$ beträgt der Fehler einige Prozent.

Für $\cos \vartheta < \frac{1}{2}$ wird die Näherungsbeziehung ungültig.

Für den praktisch wichtigsten Fall der rückwärtigen Streustrahlung[1]) erhält man folgendes Doppelintegral

[1]) Die Ausdehnung dieser Methode auf die übrigen im Abschnitt I., II. und III. behandelten Fälle ist leicht möglich.

$$\frac{2Z}{sE_0} = \int_0^D dx \int_0^\Theta e^{-\frac{\mu(D-x)}{\cos\psi}} e^{-\frac{\mu x}{\cos\vartheta}} \sin\vartheta\, d\vartheta -$$

$$= \int_0^D e^{-\mu D(1-\alpha)+\mu x(1-\alpha)} dx \qquad (22)$$

$$\int_0^\Theta e^{-\frac{\mu D\alpha - \mu x\alpha + \mu x}{\cos\vartheta}} \sin\vartheta\, d\vartheta .$$

$$\alpha = \frac{h^2}{R^2} \text{ bezeichnet.}$$

Hieraus ergibt sich

$$\frac{2Z\mu}{sE_0 e^{-\mu D}} = \frac{1}{1-\alpha} \int_{\alpha\mu D}^{\mu D} e^y \left(e^{-y} + y\, Ei(-y) - \right.$$

$$\left. - b e^{-\frac{y}{b}} + y\, Ei\left(-\frac{y}{b}\right)\right) dy = \qquad (23)$$

$$= \frac{1}{1-\alpha}\Big(f(b, \mu D) - f(b, \alpha\mu D)\Big)$$

vgl. Gl. (16).

Unter der Annahme der Parallelität der Primärstrahlen wurde früher gefunden

$$\frac{2Z\mu}{sE_0 e^{-\mu D}} = f(b, \mu D).$$

Die Darstellung der Funktion f ist in Gl. (16) angegeben worden.

Für den Spezialfall $\alpha = 1$ versagt die Formel (23); die direkte Auswertung des Integrals liefert

$$\frac{2Z\mu}{sE_0 e^{-\mu D}} = \mu D + (\mu D)^2 e^{\mu D} Ei(-\mu D) - \qquad (24)$$

$$- b\mu D e^{\mu D}\left(1 - \frac{1}{b}\right) - (\mu D)^2 e^{\mu D} Ei\left(-\frac{\mu D}{b}\right).$$

Die Formeln (23) und (24) liefern für Z einen etwas kleineren Wert als Formel (16). Dies ist ohne weiteres verständlich, wenn man bedenkt, daß die Punkte der Platte, welche vom Zentralstrahl weiter entfernt sind, weniger Primärenergie erhalten, als die zentral gelegenen Punkte, und zwar relativ um so weniger, je tiefer sie liegen. Bei Ableitung der Formel (16) würde aber allen Punkten gleicher Schicht die gleiche Primärenergie beigelegt. Da die Funktion f bei einem gegebenen und festgehaltenen Wert des Parameters b für kleine μD annähernd proportional[1]) wächst, während bei größeren Argumentwerten μD das Wachstum von f viel kleiner ist, als es bei einer Proportionalität mit μD sein sollte, so sind die Resultate der Berechnung nach Gl. (16) bzw. (23) und (24) um so mehr verschieden, je größer μD ist.

Ist $\mu D = 1{,}5$ und $h = R$, also $\alpha = 1$, so beträgt der Unterschied zwischen dem Resultat der Formeln (16) und (24) etwa 30 Proz., wenn der Öffnungswinkel Θ sehr groß ($\Theta = 60^0$) angenommen wird.

VII. Anwendungen der Formeln bei Absorptionsmessungen.

Das Meßgerät, z. B. eine Ionisationskammer, befinde sich in P (Fig. 2) und ω sei der körperliche Winkel, unter dem der bestrahlte Teil der absorbierenden Schicht von der Mitte der Kammeröffnung aus gesehen wird, letztere als klein gegenüber von p vorausgesetzt, so daß ω auch für die Randpunkte der Kammeröffnung nahezu den gleichen Wert besitzt wie für den Mittelpunkt.

Ist Z die Energie der auf die Flächeneinheit der Kammeröffnung auffallenden zerstreuten Strahlung und E_0 diejenige der Primärstrahlen (gemessen beim Auftreffen auf die Flächeneinheit der absorbierenden Schicht), so lehrt die Näherungsgleichung (18)

$$\frac{Z}{E_0} = \frac{\omega}{4\pi} s \cdot D \cdot e^{-\mu D},$$

(Beschränkung auf kleine Werte von ω etwa $\frac{\omega}{2\pi} < 0{,}1$, also $\Theta < 25^0$),

1. daß bei gegebener Primärenergie E_0 die Stärke der zerstreuten Strahlung Z in P um so größer ist, je härter die Primärstrahlung ist[1]);

2) daß Z für eine homogene Primärstrahlung von gegebener Energie und Härte bei einer bestimmten Schichtdicke, nämlich $D = \frac{1}{\mu}$, einen maximalen Wert annimmt.

Bei Absorptionsmessungen ist in erster Linie das Verhältnis $\frac{Z}{E}$ von Interesse, E = Energie der Primärstrahlung, welche nach dem Durchgang durch die Schicht auf die Flächeneinheit der Ionisationskammer auffällt. Nun ist (Fig. 2)

$$E = E_0 e^{-\mu D} \frac{(A-h)^2}{A^2} \qquad (25)$$

[1]) Unter der Annahme kleiner Öffnungswinkel für den Streukegel ist $f(b, \mu D) = \delta\mu D$ (Gl. (16) und (18)) also $\frac{f(b,\mu D) - f(b, \alpha\mu D)}{1-\alpha} = \frac{\delta\mu D - \delta\mu D\alpha}{1-\alpha} = \delta\mu D$, somit $\frac{Z}{E_0} = e^{-\mu D} \cdot \frac{\delta}{2} \cdot sD$. Der gleiche Wert ergab sich früher als Näherung für Streukegel von kleiner Öffnung aus der Hauptformel (16), welche Parallelität der Primärstrahlen zur Voraussetzung hatte.

[1]) Bei leichten Elementen ist $s = \text{const}$ für alle Wellenlängen, bei den Elementen höheren Atomgewichtes ist die Wellenlängenabhängigkeit von s schwach, so daß die Abnahme von s die Zunahme von $e^{-\mu D}$ mit wachsender Härte keineswegs zu kompensieren vermag.

somit

$$\frac{Z}{E} = \frac{\omega}{4\pi} \cdot s \cdot D \cdot \frac{A^2}{(A-h)^2}. \qquad (26)$$

A = Fokusdistanz von P.

Wenn keine zerstreute Strahlung nach P gelangen würde, so berechnete sich der Schwächungskoeffizient μ der Primärstrahlung aus der Gleichung

$$E = E' e^{-\mu D},$$

(E' = Primärenergie nach Wegnahme der absorbierenden Schicht in gleicher Weise wie E gemessen). Tatsächlich wird aber wegen der Streustrahlung in E nach Vorschalten der Schicht nicht E, sondern $E + Z$ gemessen.

Aus $$E + Z = E' e^{-\mu_e D} \qquad (27)$$

berechnet sich für den Schwächungskoeffizienten ein Wert μ_e, welcher zu dem wahren Wert μ in folgender Beziehung steht [vgl. (26)].

$$\mu - \mu_e = \frac{1}{D} \lg \left(1 + \frac{\omega \cdot s \cdot D}{4\pi} \cdot \frac{A^2}{(A-h)^2}\right) = K. \qquad (28)$$

Da K für Strahlen verschiedener Härte nahezu gleich groß ist, wird der prozentuale Fehler bei der Bestimmung von μ um so größer, je kleiner μ ist (sehr harte Strahler, leichtatomige Elemente).

Bei einem Absorptionsvergleich zweier leichtatomiger Elemente ist es zweckmäßig, die Schichtdicken D_1 und D_2 so zu wählen, daß die durchstrahlten Massen gleich groß sind, d. h.

$$\varrho_1 D_1 = \varrho_2 D_2 \quad \varrho_1 \text{ und } \varrho_2 \text{ Dichte.}$$

Da $\frac{s}{\varrho}$ = const. für leichte Elemente ist, so wird nach Gl. (26)

$$\frac{Z_1}{Z_2} = \frac{s_1 D_1 E_1}{s_2 D_2 E_2} = \frac{\varrho_1 D_1 E_1}{\varrho_2 D_2 E_2} = \frac{E_1}{E_2}. \qquad (29)$$

Das in P gemessene Energieverhältnis

$$\frac{Z_1 + E_1}{Z_2 + E_2}$$

ist dann direkt gleich dem ohne Wirkung der Streustrahlung vorhandenen Verhältnis $\frac{E_1}{E_2}$. Der „Streufehler" eliminiert sich also von selbst.

Läßt man die Beschränkung fallen, daß der Öffnungswinkel ω des Streukegels klein sein soll, so lautet der Korrektionsfaktor K in Gl. (28)

$$K = \frac{1}{D} \lg \left(1 + \frac{s}{2\mu} f(b, \mu D) \cdot \frac{A^2}{(A-h)^2}\right). \qquad (30)$$

wobei $f(\mu D)$ gemäß Gl. (16) aus den Versuchsdaten zu berechnen ist. Ist das Primärstrahlenbündel divergent, so tritt an die Stelle von $f(b, \mu D)$ in Gl. (30) der Ausdruck

$$\frac{f(b, \mu D) - f(b, a\mu D)}{1 - a}$$

wobei

$$a = \frac{(A-h)^2}{h^2}$$

ist [vgl. Gl. (23)].

Bei Absorptionsmessungen im kurzwelligen Gebiet werden zumeist Bleifilter angewandt. Der Umstand, daß die harte K-Eigenstrahlung des Bleies von den Wellenlängen kleiner als $0{,}135 \cdot 10^{-8}$ cm stark angeregt wird — Hauptlinien des Ra_{B+C} bei 0,10 und 0,16 . 10^{-8} cm — läßt die schweratomigen Elemente Pb, Hg usw. in dieser Hinsicht als wenig zweckmäßige Absorptionskörper erscheinen. Stoffe, deren K-Emissionsgebiet mehr im langwelligen Teile des Spektrums liegt (Cu, Zn, Ag) sind hierfür besser geeignet. Sie besitzen zwar den Nachteil, daß die erforderlichen größeren Schichtdicken eine Zunahme der zerstreuten Strahlung bedingen. Demgegenüber stellt aber die ungünstige spektrale Lage der selektiven Absorptionsstelle des Bleies und seiner Nachbarn entschieden das größere Übel dar, insofern sich diese nicht nur durch die Emission der Eigenstrahlung bemerkbar macht, sondern auch dadurch, daß die härtesten Spektralbezirke eines Strahlengemisches viel stärker absorbiert werden, als die unmittelbar benachbarten langwelligeren Bezirke. So kann eine γ-Strahlung, die härter ist als eine zweite Strahlung, bei Absorptionsmessung in Blei als die weniger durchdringungsfähige erscheinen. Rückschlüsse auf die Größe der Wellenlänge, welche auf Absorptionsmessungen in Blei beruhen, sind daher bei sehr harten Strahlen ($\lambda < 0{,}135 \cdot 10^{-8}$ cm) unzulässig.

Bei Absorptionsversuchen an γ-Strahlen ist häufig der Einfluß der Stellung der absorbierenden Schicht[1]) zwischen Strahlungsquelle und Ionisationskammer untersucht worden. Um wenigstens einen gewissen Überblick über die Wirkung eines solchen Stellungswechsels zu gewinnen, möge folgender Fall betrachtet werden:

Ist der Öffnungswinkel der Primärstrahlung und der Streustrahlung sehr klein, so gilt für das Verhältnis der zerstreuten Energie zu der direkt durchgegangenen Energie, beide in P gemessen (Fig. 2), die Gl. (26)

$$\frac{Z}{E} = \frac{\omega}{4\pi} \cdot s \cdot D \frac{A^2}{(A-h)^2}. \qquad (31)$$

1) Keetmann, Ann. d. Phys. **52**, 734, 1917; Brommer, diese Zeitschr. **13**, 1037, 1912.

Nun ist

$$\frac{\omega}{2\pi} = 1 - \frac{h^2}{\sqrt{p^2+h^2}} = \frac{p^2}{2h^2+p^2}$$

genähert, wobei (Fig. 2) der Plattenradius p konstant gehalten und h variiert wird, also

$$\frac{Z}{E} = \frac{sD}{2}\,\frac{p^2}{2h^2+p^2}\,\frac{A^2}{(A-h)^2} = \frac{sDp^2A^2}{2\,\varphi(h)} \qquad (32)$$

Es ist $\varphi(h) = \max$ für $h = \frac{A}{2}$ (genähert), also

$$\frac{Z}{E} = \min \text{ für } h = \frac{A}{2}. \qquad (33)$$

Wird die absorbierende Platte zwischen Strahlungsquelle und Meßgerät hin und her verschoben, so ist der Einfluß der Streustrahlung auf das Resultat der Absorptionsmessung in der Mittelstellung der Platte relativ am kleinsten.

Der Fall weitgeöffneter Primär- und Streukegel kann wegen der Kompliziertheit der Funktion $f(b,\mu D)$ Gl. (16) nicht allgemein diskutiert werden. Die Durchrechnung von Zahlenbeispielen zeigt aber, daß die eben aufgestellte Regel im großen und ganzen erhalten bleibt. Als sicher darf gelten, daß die Stellung der absorbierenden Platte nahe am Meßgerät oder nahe an der Strahlungsquelle bei Absorptionsmessungen weniger günstig ist, als die Mittelstellung[1]).

1) Vgl. hierzu Keetmann l. c. Der experimentelle Absorptionskoeffizient von Mesothorium γ-Strahlung erreicht bei Verschiebung der absorbierenden Zinkplatte seine kleinsten Werte nahe an der Strahlungsquelle und nahe an der Ionisationskammer. Streustrahlenwirkung!

(Eingegangen 25. März 1918.)

Die Lebensdauer von Radiothor, Mesothor und Thorium.

Von Lise Meitner.

1. Radiothor.

Über die Halbwertszeit des Radiothors liegen nur sehr spärliche Literaturangaben vor. Dadourian[1]) erwähnte in einer Arbeit über die Thoriumprodukte, daß die Halbwertszeit des Radiothors ungefähr den Wert von 2 Jahren haben müsse. Eine nähere Bestimmung wurde von G. A. Blanc[2]) ausgeführt, der die Abklingung eines Radiothorpräparates 281 Tage lang verfolgte und den Wert von 737 Tagen = 2,02 Jahren für die Halbierungszeit erhielt. Dieser Wert, dessen Richtigkeit der Größenordnung nach O. Hahn bestätigte, wurde allgemein als gültig angenommen, obwohl bei der verhältnismäßig kurzen Beobachtungsdauer, über die sich die Versuche erstreckt hatten, dem erhaltenen Werte keine sehr große Genauigkeit zukommen konnte.

Die von M. S. Leslie[1]) 6 Monate lang durchgeführte Messung der Abnahme eines Radiothor-Thoriumpräparates hatte einen ausschließlich orientierenden Charakter. Frl. Leslie hatte gemeint, aus der scheinbar zu geringen Aktivität eines von Mesothor befreiten Thoriumpräparates auf eine Lebensdauer des Radiothors von etwa drei Monaten schließen zu können und diesen Schluß in der genannten Arbeit überprüft und widerrufen.

Es schien daher nicht überflüssig, die Halbwertszeit des Radiothors durch Messungen über längere Zeiträume zu bestimmen und es wurden zu diesem Zweck im Jahre 1911 mehrere Präparate teils auf elektrolytischem Wege, teils durch chemische Abtrennungsmethoden hergestellt, die seit dieser Zeit regelmäßig auf ihre Abnahme untersucht worden sind. Bei allen erfolgte die Abnahme deutlich schneller als dem Werte von 2,02 Jahren entspricht. Da der Zweck der Untersuchung war, durch längere Meßdauer eine größere Genauigkeit zu erzielen, wurden die Resultate nicht früher veröffentlicht. Inzwischen sind zwei Abhandlungen erschienen, die sich mit der gleichen Frage befassen. St. Meyer und F. Paneth[2]) haben die γ-Aktivität eines aus Mesothor abgetrennten Radiothoroxyds 746 Tage lang gemessen und aus den direkt beobachteten Werten die Halbwertszeit T zu 1,90 bis 1,95 Jahren bestimmt. Da sich aber mit wachsender Beobachtungsdauer eine geringe Verlangsamung der Zerfallsgeschwindigkeit bemerkbar machte, wurde von den Verfassern eine Korrektur für beigemischte Mesothorspuren angebracht, die je nach der angenommenen Menge verunreinigenden Mesothors für die Halbwertszeit den Wert von 1,90 bzw. 1,85 Jahren ergab.

Kurz darauf veröffentlichte B. Walter[3]) ähnliche Resultate. Aus den über 505 Tagen erstreckten Messungen berechnet der Verfasser für die Halbswertszeit den Wert von 685 Tagen = 1,876 Jahren. Da meine Messungen

1) Dadourian, diese Zeitschr. **7**, 453, 1906.
2) G. A. Blanc, diese Zeitschr. **8**, 321, 1907.

1) M. S. Leslie, Le Radium **9**, 276, 1912; **8**, 356, 1911.
2) St. Meyer u. F. Paneth, Wien. Ber. Abt. IIa **125**, 1253, 1916.
3) B. Walter, diese Zeitschr. **18**, 584, 1917.

einen Zeitraum von fast 7 Jahren umfassen, so scheinen mir ihre Ergebnisse trotz der bereits vorliegenden zwei neueren Arbeiten nicht ohne Interesse.

Die Resultate der Untersuchung sind in den Kurven 1—6 der Fig. 1 wiedergegeben. Als Ordinaten sind die Logarithmen der Aktivität, als Abszissen die Zeiten in Tagen aufgetragen.

Die Präparate 1 und 2 wurden auf folgende Weise hergestellt. Ein ziemlich frisches Mesothorpräparat von etwa 12 mg Stärke wurde mit einer ganz geringen Menge Eisenchlorid versetzt und durch Zusatz von karbonatfreiem Ammoniak gefällt. Die Eisen-Radiothorfällung wurde zweimal umgefällt, um mitgerissenes Mesothor zu entfernen. Die dritte so erhaltene Fällung wurde in verdünnter Salzsäure gelöst und nach einer früher beschriebenen Methode[1]) elektrolysiert. Das Radiothor schlägt sich hierbei mit dem Eisen auf dem als Kathode dienenden, in unserem Fall etwa 1 cm langen und 1 mm dicken Silberdraht nieder. Da die Lösung jedenfalls nur Spuren von Mesothor enthalten konnte und außerdem Mesothor nach seinen chemischen Eigenschaften in salzsaurer Lösung nicht elektrolysierbar ist, so sind die auf diese Weise erhaltenen Radiothorpräparate als sehr rein zu betrachten.

Die auf Aluminiumfolien montierten Silberdrähtchen wurden, um Störungen der Messungen durch emanieren zu verhindern, unter luftdicht verwachsten Uhrgläsern eingeschlossen und in einem β-Strahlen-Elektroskop zur Messung gebracht.

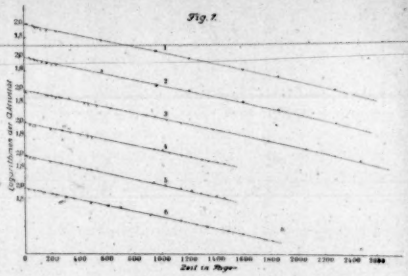
Die Präparate 3—6 wurden durch mehrmaliges sorgfältiges Abtrennen und Umfällen aus verschiedenen Mesothorpräparaten hergestellt. Präparat 3, das durch ca. 1 mm dickes Aluminiumblech abgeschlossen ist, wurde in einem β-Strahlen-Elektroskop gemessen.

Die Präparate 4 und 5 wurden mit je 0,02 mm Aluminium luftdicht verschlossen, so daß ihre α-Aktivität gemessen werden konnte.

Das Präparat 6 endlich wurde in ein dünnes Glasröhrchen eingeschmolzen und seine γ-Aktivität gleichzeitig mit einem Radiumstandard in einem γ-Elektroskop untersucht.

Zur Standardisierung der α- und β-Messungen dienten Uranstandards. Die Messungen wurden etwa vier Wochen nach der Herstellung der Präparate begonnen, so daß Thorium *X* schon in seiner Gleichgewichtsmenge vorhanden war.

Die Kurven zeigen einen durchaus geradlinigen Verlauf, ein Beweis, daß die Präparate sehr rein sind. Irgendein Unterschied der Abklingung je nach der der Messung zugrunde gelegten Strahlenart ist nicht zu erkennen.



Aus den Kurven ergeben sich für die Halbwertszeiten des Radiothors die nachstehenden Werte.

Kurve	Halbwertszeit in Tagen
1	695
2	698
3	698
4	690
5	695
6	698

Als Mittelwert erhält man danach 696 Tage = 1,905 Jahre.

Ein gewisser Fehler könnte diesem Wert nach dadurch anhaften, daß die zur Herstellung des Radiothors benutzten Mesothorpräparate Radium enthielten und somit mit dem Radiothor auch etwas *RaD* abgetrennt wurde. Eine Überschlagsrechnung zeigt, daß dieser Umstand die Halbwertszeit des Radiothors höchstens um 1 Proz. fälschen konnte. Da den Messungen keine größere Genauigkeit als 1—2 Proz. zuzusprechen ist, so kommt dieser Fehler nicht in Betracht.

2. Mesothor 1.

Für die Halbwertszeit des Mesothor 1 liegen zwei Bestimmungen vor, eine von Mc Coy[1]) und eine von O. Hahn[2]). Mc Coy beobachtete die Aktivitätsänderungen eines etwa 2 Jahre alten, von Mesothor befreiten Thoriumpräparates durch $1^1/_2$ Jahre hindurch. Er extrapolierte aus den gefundenen Aktivitäten den Wert der Minimumaktivität und berechnete aus dieser, unter Zugrundelegung des G. A. Blancschen Wertes für die Zerfallskonstante

1) L. Meitner, diese Zeitschr. **12**, 1094, 1911.

1) Mc Coy, Journ. Americ. Chem. Soc. **29**, 1709 bis 1718, 1907.

2) O. Hahn, diese Zeitschr. **9**, 392—404, 1908.

des Radiothors die Halbwertszeit des Mesothors zu 5,5 Jahren.

Der von Hahn eingeschlagene Weg zur Bestimmung der Lebensdauer des Mesothors gestattete, ohne über lange Zeitdauern Messungen vorzunehmen, gewissermaßen sofort den Wert der gesuchten Größe zu finden. Hahn untersuchte nämlich Thoriumpräparate von verschiedenem, aber bekanntem Alter unter vergleichbaren Bedingungen auf ihre Aktivität und schloß aus den erhaltenen Werten gleichfalls auf eine Halbwertszeit des Mesothors von 5,5 Jahren. Auch diesen Berechnungen lag der Wert von 2,02 Jahren für die Halbierungszeit des Radiothors zugrunde.

Da sich aus den Messungen der Abklingung des Radiothors schon nach 3 Jahren mit Sicherheit eine kürzere Halbwertszeit als 2,02 Jahre erkennen ließ, schloß ich, daß auch die Mesothorkonstante nicht den bisher geltenden Wert haben könne. Denn die zu groß angenommene Halbwertszeit des Radiothors mußte für die Halbierungszeit des Mesothors zu einem kleineren Wert als dem tatsächlichen führen.

Ich versuchte daher auch eine Neubestimmung der Halbwertszeit des Mesothors auszuführen.

Will man direkt die Abklingung des Mesothors messen, so bedarf es dazu eines radiumfreien Mesothors, das mit dem Radiothor in radioaktivem Gleichgewicht steht, also mindestens 10—15 Jahre alt ist. Da ein solches nicht zur Verfügung stand, wurde ein anderer Weg gewählt, nämlich die Nachbildung des Radiothors aus einem ursprünglich absolut radiothorfreien Mesothor zu verfolgen.

Die Nachbildung des Radiothors hängt von seiner eigenen Halbwertszeit und von der des Mesothors ab, und zwar ist die jeweilig vorhandene Radiothormenge, wenn zur Zeit Null kein Radiothor vorhanden war, durch die Gleichung bestimmt:

$$J = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1}\left(e^{-\lambda_1 t} - e^{-}\right)$$

wobei λ_1 und λ_2 die Zerfallskonstanten von Mesothor bzw. Radiothor bedeuten. Da die Radiothorkonstante bekannt ist, so kann man durch Aufnahme der Anstiegskurve die Zerfallskonstante und damit die Halbwertszeit des Mesothors bestimmen.

Es ist zweckmäßig, zu diesen Untersuchungen möglichst radiumfreies Mesothor zu nehmen. Daher wurde ein aus Glühstrumpfasche hergestelltes, also radiumfreies, etwa drei Monate altes Mesothorpräparat verwendet, das die Firma Knöfler & Co. in Plötzensee in dankenswerter Weise zur Verfügung gestellt hatte. Das Radiothor wurde durch dreimaliges Umkristallisieren im Laufe von 14 Tagen entfernt, während welcher Zeit auch das Thorium X praktisch vollständig zerfallen ist. Als Nullpunkt der Zeit wurde der Tag der letzten Umkristallisierung gewählt. Die letzte Umkristallisierung wurde eingedampft und der Eindampfrückstand in einem kleinen Glasröhrchen mit einem geeichten Radiumstandard auf γ-Aktivitäten verglichen. Dann wurde das Mesothor wieder in Lösung gebracht und der Lösung für die verschiedenen Messungen definierte Mengen entnommen.

Um zu prüfen, wieviel Radium das zu verwendende Mesothorpräparat noch enthielt, wurde folgendermaßen verfahren.

Aus zwei von der Reichsanstalt gemachten Radiumstandardlösungen, die pro 1 ccm $6{,}38 \cdot 10^{-5}$ mg bzw. $9{,}38 \cdot 10^{-5}$ mg Radium enthielten, wurden je 1 ccm entnommen und in einem Emanationselektroskop in der üblichen Weise auf Emanation geprüft. Es ergab sich, daß der Emanation von 10^{-6} mg Radium eine Aktivität von 79,45 willkürlichen Einheiten entsprach. Die gleiche Menge erzeugte, unter denselben Bedingungen wie die später verwendeten Mesothorpräparate gemessen, in einem α-Elektroskop die Aktivität 9,5 und in einem β-Elektroskop die Aktivität 0,28.

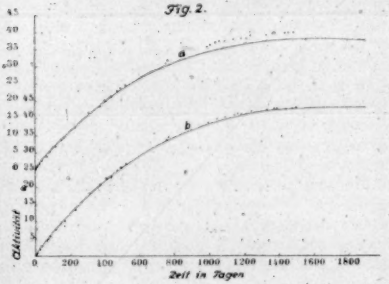
Nun wurde das Mesothor auf Radiumemanation geprüft und gefunden, daß in einem Präparat, das die β-Aktivität 138 besaß, sich eine Emanationsmenge entsprechend $3{,}93 \cdot 10^{-6}$ mg Radium nachweisen ließ. Diesem Radiumgehalt entspricht nach den obigen Messungen die β-Aktivität 1,1. Das Präparat enthält daher, an der β-Aktivität des Mesothors verglichen, 0,8 Proz. Radium. Wurden dem Vergleich γ-Messungen zugrunde gelegt, so ergab sich der Prozentsatz an Radium nur zu 0,62 Proz.

Für die endgültigen Messungen der durch Nachbildung des Radiothors anwachsenden α-Aktivität wurden kleinere Mengen desselben Mesothorpräparates verwendet, deren absoluter Radiumgehalt $3{,}74 \cdot 10^{-7}$ mg bzw. $7{,}43 \cdot 10^{-8}$ mg betrug. Die von diesem Radiumgehalt herrührende α-Aktivität war also 3,73 bzw. 0,743 und mußte von den gemessenen Aktivitäten in Abzug gebracht werden. Ferner mußten die gefundenen Werte auch auf die vom Mesothor 2 herrührende Aktivität korrigiert werden. Die Größe der insgesamt vorzunehmenden Korrektur wurde berechnet und dann an allen Messungen angebracht. Sie ergab sich zu 5,4 bzw. 3,36. Die für die Messungen dienenden Präparate waren auf Uhrgläsern eingedampft und mit 0,02 mm Aluminium luftdicht verschlossen.

Die Resultate einer der erhaltenen Versuchs-

reihen sind in Fig. 2 Kurve a wiedergegeben. Als Abszissen sind die Zeiten in Tagen, als Ordinaten die Aktivitäten aufgetragen.

Fig. 2.



Die glatt ausgezeichnete Kurve ist die für die Entstehung von Radiothor aus Mesothor unter der Voraussetzung berechnete Kurve, daß die Halbwertszeit des Mesothors 5,5 Jahre, die des Radiothors 1,9 Jahre beträgt. Man sieht, daß die gemessenen Werte nach etwa 2 Jahren eine merkbare Abweichung von der berechneten Kurve zeigen, die mit wachsender Zeit immer größer wird. Die gemessenen Werte liegen höher als die berechneten, was darauf hinweist, daß die Halbwertszeit des Mesothors größer sein muß als der der theoretischen Kurve zugrunde gelegte Wert. Daß die Abweichungen sich erst nach zwei Jahren deutlich merkbar machen, liegt einerseits daran, daß die Änderung der Mesothoraktivität innerhalb dieses Zeitraumes verhältnismäßig noch gering ist, andererseits aber auch an dem Umstand, daß bei der Umrechnung der experimentellen auf die theoretische Kurve die Werte nach 200 Tagen einander gleich gesetzt wurden.

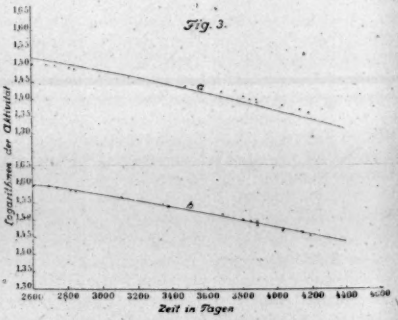
Es wurden nun theoretische Kurven mit verschiedenen Halbwertszeiten für Mesothor berechnet und mit den experimentellen Kurven verglichen. Es zeigte sich, daß die beste Übereinstimmung für eine Halbwertszeit von 6,7 Jahren zu erreichen war. Für eine Halbwertszeit von 6,5 Jahren lagen die gemessenen Punkte noch etwas oberhalb der berechneten, für eine Halbwertszeit von 7 Jahren schon unterhalb der berechneten Kurve, und zwar waren im letzteren Fall die Abweichungen etwas stärker als im ersteren Fall.

Die Kurve b der Fig. 2[1]) zeigt die theoretische Kurve für eine Halbwertszeit des Mesothors von 6,7 Jahren mit den eingezeichneten experimentellen Werten. Man sieht, daß die Übereinstimmung zwischen den berechneten und den gemessenen Werten recht befriedigend ist.

Zur Kontrolle wurde noch ein zweites, mir von Herrn Prof. Hahn freundlichst überlassenes Mesothorpräparat untersucht, das aus dem Jahre 1906 stammt, jetzt also über 11 Jahre alt ist und zu Beginn der Messungen im Oktober 1913 über 7 Jahre alt war. Das Präparat war etwa im September 1906 technisch hergestellt worden, und zwar in der Weise, daß Thoriumlaugen mit NH_3 gefällt und im Filtrat nach Zugabe von Schwefelsäure mit Barium Bariumsulfat gefällt wurde. Es war demnach zu diesem Zeitpunkt radiothor- und radiumfreies Mesothor gewesen. Seine Aktivitätsänderungen seit Ende Oktober 1913 waren also mit der theoretischen Kurve für ein ursprünglich radiothorfreies Mesothorpräparat von 7,1 Jahren ab zu vergleichen.

Dieser Vergleich ist in den Kurven a und b der Fig. 3 gegeben.

Fig. 3.



Die ausgezogenen Kurven stellen die theoretische Mesothorabklingung zwischen 2600 und 4600 Tagen, und zwar Kurve a für eine Halbwertszeit von 5,5 Jahren, Kurve b für eine Halbwertszeit von 6,7 Jahren dar. Als Abszissen sind wieder die Zeiten in Tagen, als Ordinaten die Logarithmen der Aktivität aufgetragen.

In die theoretisch berechneten Kurven sind die gemessenen Werte eingezeichnet.

Man sieht, daß die Kurve a mit den experimentellen Werten nicht übereinstimmt und daß die Abweichungen im Sinne einer größeren Halbwertszeit des Mesothors erfolgen.

Die Kurve b dagegen steht mit den experi-

1) Die lange Pause in den Messungen zwischen 500 und 1000 Tagen ist durch anderweitige Inanspruchnahme infolge des Krieges veranlaßt worden.

mentellen Befunden in sehr guter Übereinstimmung.

Die Halbwertszeit des Mesothors ist also mit 6,7 Jahren anzusetzen, welchem Wert eine Genauigkeit von 1—2 Proz. zuerkannt werden darf.

Die veränderten Halbwertszeiten von Radiothor und Mesothor bringen es mit sich, daß das Maximum der Aktivitätsstärke von Mesothorpräparaten zu einem etwas anderen Zeitpunkt eintritt als bisher angenommen wurde[1]).

Es berechnet sich für die α-Strahlung aus der Gleichung

$$\frac{dJ_t}{dt} = 0$$

also

$$\lambda_1 e^{-\lambda_1 T} = \lambda_2 e^{-\lambda_2 T}.$$

Setzt man für λ_1 den 6,7 Jahren Halbwertszeit entsprechenden Wert von $1{,}032 \cdot 10^{-1}$ Jahren, für λ_2 den 1,9 Jahren entsprechenden Wert von $3{,}64 \cdot 10^{-1}$ Jahren ein, so ergibt sich

$$T \text{ max} = 4{,}83 \text{ Jahre.}$$

Ein ursprünglich radiothorfreies Mesothor erreicht also die maximale Aktivität seiner α-Strahlung nach 4,83 Jahren. Dieser Wert gilt auch für die technisch hergestellten Mesothorpräparate, denn deren Radiumgehalt beeinflußt wohl den absoluten Betrag der maximalen Aktivität und den zeitlichen Verlauf der Abklingung, nicht aber den Zeitpunkt der maximalen Strahlungsstärke.

Der angegebene Wert bezieht sich natürlich nur auf die α-Strahlung. Legt man den Messungen, wie es bei technischen Präparaten immer geschieht, die γ-Strahlung zugrunde, so ist zu berücksichtigen, daß, da Mesothor 2 eine starke γ-Strahlung besitzt, für die Aktivitätszunahme eines ursprünglich radiothorfreien Mesothors die Gleichung gilt:

$$J_t = J_0 e^{-\lambda_1 t} + k \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} J_0 (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t})$$

wobei J_0 die Aktivität zur Zeit Null und k die Beteiligung der γ-Strahlen des Radiothors und seiner Zerfallsprodukte im Verhältnis zu der des Mesothors bedeutet. Das Maximum wird durch die Gleichung bestimmt:

$$\lambda_2 e^{-\lambda_2 T} = \lambda_1 e^{-\lambda_1 T} \left[\frac{k+1}{k} - \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \frac{1}{k} \right].$$

Wie O. Hahn gezeigt hat, sind die γ-Strahlen von Radiothor und Zerfallsprodukten bedeutend durchdringender, als die des Mesothors, so daß sich unter den gleichen Bedingungen die Radiothor-γ-Strahlen stärker geltend machen als die Mesothor-γ-Strahlen. Natürlich hängt dieses Verhältnis der Beteiligung wesentlich von der Versuchsanordnung ab[1]).

Die technischen Präparate werden bei ihrer Eichung in Radiumäquivalenten durch 0,5 cm Blei hindurchgemessen und für diese Anordnung wird nach St. Meyer und V. F. Hess[2]) der Faktor $k = 1{,}513$.

Setzt man diesen Wert in die obige Gleichung ein, so erhält man

$$T \text{ max} = 3{,}34 \text{ Jahre.}$$

Die γ-Strahlung des Mesothors erreicht also ihre größte Stärke 3,34 Jahre nach der Herstellung des Präparates, gleichgültig, ob das Mesothorpräparat radiumfrei oder radiumhaltig ist.

Aus den vorstehenden Messungen läßt sich auch noch ein ganz interessanter Vergleich über die relative Stärke der α- und γ-Strahlung von Radiothor und Radium gewinnen. Es wurde oben erwähnt, daß die α-Aktivität von 10^{-6} mg Radium unter den gleichen Bedingungen wie die Anstiegskurve des Radiothors gemessen, 9,5 betrug.

Aus den der Fig. 2 zugrunde liegenden Messungen berechnet man, daß, wenn zur Zeit Null das Mesothor im Gleichgewicht mit dem Radiothor gewesen wäre, dieses eine α-Aktivität von 1645 erzeugt, also dieselbe α-Wirkung wie

$$\frac{1645}{9{,}5} \cdot 10^{-6} \text{ mg} = 17{,}3 \cdot 10^{-5} \text{ mg}$$

Radium hervorgebracht hätte. Nun ist zu berücksichtigen, daß der Plattenabstand des Kondensators des α-Strahlenelektroskops keine volle Ausnützung der Reichweiten gestattet und daß die Präparate mit 0,02 mm Aluminium bedeckt waren. Dadurch wurde die α-Strahlenwirkung des Radiothors + Zerfallsprodukte im Vergleich zu der des Radiums + Zerfallsprodukte, wie sich aus weiter unten folgenden Berechnungen ergibt, im Verhältnis von 1,12 : 1 verstärkt. Die α-Aktivität des mit dem zur Messung verwendeten Mesothor im Gleichgewicht stehenden Radiothors ist also äquivalent der α-Wirkung von $\frac{17{,}3 \cdot 10^{-5}}{1{,}12}$ mg $= 15{,}4 \cdot 10^{-5}$ mg Radium, vorausgesetzt, daß sie in einem α-Elektroskop gemessen wird, in dem alle Reichweiten vollständig ausgenützt werden. Dieselbe Mesothormenge war nach γ-Strahlen-Messungen $6{,}32 \cdot 10^{-5}$ mg Radium äquivalent, und da, wie oben erwähnt wurde, sich die γ-Strahlung des Radiothors bei der zur Eichung verwendeten Meßanordnung 1,513 mal stärker beteiligt als die des Mesothors, so entsprach die Gleichgewichts-

1) O. Hahn, Chem. Zeitg. **92**, 845—849, 1914.

1) O. Hahn, Strahlungstherapie **4**, 154, 1914.

2) St. Meyer u. V. F. Hess, Wien. Ber. **123**, 1959, 1914.

menge Radiothor in ihrer γ-Strahlenwirkung $1{,}513 \cdot 6{,}32 \cdot 10^{-5}$ mg $= 9{,}58 \cdot 10^{-5}$ mg Radium. Dieselbe Radiothormenge, die die gleiche α-Strahlenwirkung wie $15{,}4 \cdot 10^{-5}$ mg Radium erzeugt, sendet eine γ-Strahlung aus, die nur $9{,}58 \cdot 10^{-5}$ mg Radium äquivalent ist.

Radium + Zerfallsprodukte hat also bei gleicher α-Aktivität eine 1,5 mal stärkere γ-Strahlung als Radiothor + Zerfallsprodukte, und eine 0,9 mal so starke γ-Strahlung als Radiothor + Mesothor im Gleichgewicht.

Ist dagegen nicht die α-Aktivität, sondern die Zahl der pro Sekunde von Radium bzw. Radiothor ausgesendeten α-Strahlen gleich groß, so ergibt sich ein anderes Verhältnis für die γ-Strahlenaktivitäten.

Nach den im folgenden Abschnitt ausgeführten Berechnungen ist für gleiche Zahl der vom Radiothor bzw. Radium ausgesendeten α-Strahlen bei voller Ausnützung aller Reichweiten die von Radiothor und seinen Zerfallsprodukten erzeugte Ionisation 1,324 mal größer als die von Radium und seinen Zerfallsprodukten. Daher ist die Radiothormenge, die die gleiche Zahl α-Teilchen emittiert, 1,324 mal größer als jene, die die gleiche α-Aktivität erzeugt, wie eine bestimmte Menge Radium.

Bei gleicher Zahl der ausgesendeten α-Strahlen ist daher auch die γ-Aktivität des Radiothor + Zerfallsprodukte 1,324 mal größer als bei gleicher α-Aktivität. Also ist bei gleicher Zahl der von Radium und Radiothor pro Sek. ausgesendeten α-Strahlen die γ-Aktivität des Radiums nur 1,13 mal stärker als die des Radiothors und 0,68 mal so stark wie die von *RdTh* + *MsTh* im Gleichgewicht.

3. Thorium.

Die Halbwertszeit des Thoriums ist mehrfach bestimmt worden. H. Geiger und E. Rutherford erhielten aus der Zählung der α-Teilchen von 1 g Thorium im Gleichgewicht mit seinen Zerfallsprodukten den Wert von $1{,}28 \cdot 10^{10}$ Jahren[1]). Aus Messungen des von den α-Strahlen erzeugten Stromes bestimmte Mc Coy[2]) die Halbierungszeit zu $1{,}86 \cdot 10^{10}$ Jahren. B. Heiman[3]) erhielt nach einer ähnlichen Methode den Wert $1{,}5 \cdot 10^{10}$ Jahren.

Die im nachfolgenden gegebene Bestimmung dieses Wertes will keinerlei Anspruch auf Genauigkeit erheben. Sie ist nur durch den gewählten Weg vielleicht von Interesse und soll deshalb kurz Erwähnung finden.

Frisch hergestelltes Thornitrat, das durch Glühen im Platintiegel in Thoroxyd umgewandelt worden war, wurde in gewogenen Mengen auf Aluminiumbleche aufgestrichen, und zwar wurden vier Präparate mit 27,5 mg, 10,65 mg, 3,35 mg und 2,7 mg Thoroxyd hergestellt. Die Präparate wurden mit 0,02 mm dicken Aluminiumfolien luftdicht abgeschlossen und im α-Elektroskop gemessen. Da 0,02 mm *Al* bei 15° C und 760 mm Druck durchschnittlich 3,18 cm Luft äquivalent sind und die Reichweite der α-Strahlen des Thoriums 2,72 cm beträgt, so werden diese nicht mitgemessen. Die erzeugte Aktivität rührte also nur von den α-Strahlen des Radiothors und seiner Zerfallsprodukte her. Durch die Variation der Schichtdicken im Verhältnis von 1 : 10 konnte die zur Schichtdicke Null gehörige α-Aktivität extrapoliert werden. Es ergab sich, daß die mit 10 mg Thoroxyd im Gleichgewicht stehende Radiothormenge + Zerfallsprodukte in unendlich dünner Schicht die α-Aktivität 9,0 hervorruft.

Diese α-Aktivität sollte nun mit der α-Aktivität der oben erwähnten geeichten Radiumlösung verglichen werden.

Dabei war zu berücksichtigen, daß die von einem α-Teilchen erzeugte Ionenzahl durch die Beziehung gegeben ist[1]):

$$N = k_0 R^{2/3},$$

wobei k_0 eine Konstante und R die Reichweite des α-Teilchens bedeutet.

Hat man nun ein Radium- und ein Radiothorpräparat von solcher Stärke, daß die Zahl der vom Radium bzw. Radiothor pro Sek. ausgesendeten α-Strahlen gleich ist, so verhalten sich die Wirkungen der α-Strahlen des Radiums + Zerfallsprodukte und des Radiothors + Zerfallsprodukte wie die Summen der $^2/_3$ Potenzen der Reichweiten der betreffenden α-Strahlen.

Im vorliegenden Falle war noch in Rechnung zu ziehen, daß erstens die Präparate mit 0,02 mm *Al* bedeckt und dadurch alle Reichweiten — bei 15° C und 760 mm Druck gemessen — um durchschnittlich 3,18 cm verkürzt waren. Außerdem aber betrug der Plattenabstand in dem verwendeten α-Strahlenelektroskop nur 4,4 cm, wodurch die α-Strahlen des *ThC''* nicht voll ausgenützt wurden. Berechnet man unter diesen Bedingungen das Verhältnis der Wirkungen der gleichen Zahl α-Strahlen des Radiums und des Radiothors, so erhält man dafür den Wert 1 : 1,48.

Eine bestimmte Zahl α-Strahlen des Radiothors + Zerfallsprodukte ruft also unter den hier eingehaltenen Bedingungen eine 1,48 mal

1) H. Geiger u. E. Rutherford, Phil. Mag. (6) **20**, 691. 1910.
2) H. N. Mc Coy, Phys. Rev. 1, 403, 1913.
3) B. Heiman, Wien. Ber. **123**, 1369, 1914.

1) St. Meyer u. E. v. Schweidler, Radioaktivität S. 155, 1916.

größere Wirkung hervor, als die gleiche Zahl α-Strahlen des Radiums + Zerfallsprodukte.

Da nun die α-Aktivität von 10^{-6} mg Radium gleich 9,5, die von Radiothor im Gleichgewicht mit 10 mg Thoroxyd = 8,78 mg Thorium, gleich 9,0 gefunden worden war, so folgt unter Berücksichtigung des oben berechneten Verhältnisses der Ionisationen, daß 13,74 mg Thorium die gleiche Zahl α-Strahlen aussenden wie 10^{-6} mg Radium. Nun ist bekanntlich das Aussenden eines α-Teilchens mit dem Zerfall je eines Atoms verknüpft. Also zerfallen von 13,74 mg Thorium in der gleichen Zeit ebenso viele Atome wie von 10^{-6} mg Radium, folglich müssen sich die Halbwertszeiten von Thorium und Radium wie $13{,}74 : 10^{-6}$ verhalten, oder die Halbwertszeit des Thoriums ist

$$T = 2{,}37 \cdot 10^{10} \text{ Jahre.}$$

Dieser Wert ist etwas größer, als die oben angeführten. Immerhin liegt er aber den bisher gefundenen Werten so nahe, daß man in ihm eine Bestätigung dafür sehen kann, daß die gleiche Zahl α-Strahlen aussendenden Mengen zweier radioaktiver Substanzen, auch wenn sie nicht derselben Zerfallsreihe angehören, sich wie ihre Halbwertszeiten verhalten. Diese Beziehung ist verschiedentlich angezweifelt worden, obwohl sie nach dem Mechanismus des Zerfalls (Aussendung eines α-Strahles identisch mit dem Zerfall eines Atoms) zu erwarten ist.

Zusammenfassung.

1. Aus mehreren, über 7 Jahre fortgesetzten Versuchsreihen wird die Halbwertszeit des Radiothors zu 1,90 Jahren bestimmt.

2. Durch Messungen an radiumfreien, teils frischen, teils jetzt bereits 11 Jahre alten Mesothorpräparaten wird für Mesothor eine Halbwertszeit von 6,7 Jahren, statt des bisher angenommenen Wertes von 5,5 Jahren erhalten. Das Maximum der α-Aktivität tritt daher 4,83 Jahre, das der γ-Aktivität unter den üblichen Eichungsbedingungen 3,34 Jahre nach Herstellung der Präparate ein.

Bei gleicher α-Aktivität ist die γ-Strahlung des Radiums 1,5 mal stärker als die des Radiothors und 0,9 mal so stark wie die von Mesothor + Radiothor im Gleichgewicht.

3. Durch Vergleich mit Radiumstandardlösungen wird die Halbwertszeit des Thoriums zu $2{,}37 \cdot 10^{10}$ Jahren bestimmt und daraus gefolgert, daß die vorhandenen Mengen zweier gleich viel α-Strahlen aussendenden radioaktiver Substanzen, auch wenn sie nicht der gleichen Zerfallsreihe angehören, sich wie ihre Halbwertszeiten verhalten.

Anm. bei der Korrektur: In einer eben erschienenen Mitteilung von V. F. Hess und R. W. Lawson (Wien. Anz. 21. III. 1918, Mitt. Ra.-Inst. Nr. 105) wird die Lebensdauer des Radiums durch Zählung der pro Sek. von 1 g ausgesendeten α-Teilchen zu 1580 Jahren bestimmt. Legt man diesen Wert zugrunde, so berechnet sich die Halbwertszeit des Thoriums zu $2{,}16 \cdot 10^{10}$ Jahren.

Berlin-Dahlem, Kaiser-Wilhelm-Institut für Chemie.

(Eingegangen 25. März 1918.)

Untersuchungen über das kontinuierliche Röntgenspektrum.

(Die Unabhängigkeit vom Antikathodenmetall.)

Von J. E. Lilienfeld.

Mit Tafel VI.

I. Einleitung.

Die von einer Röntgenröhre ausgesandte Strahlung wird allgemein als aus zwei Bestandteilen zusammengesetzt aufgefaßt: aus dem Eigenspektrum der Atome der Antikathode und aus dem Bremsstrahlenspektrum. Diese Einteilung enthält, wenn man sie prinzipiell verstehen will, als Einteilungsgrund die Bestimmung des Emissionszentrums der Strahlung. Sie wird auf jeden Unvoreingenommenen den Eindruck erwecken, als spräche man von den beiden Strahlungsarten je nachdem, ob das die Strahlung aussendende Elektron ein Atomelektron ist oder aber eines der Elektronen des Kathodenstrahlenbündels selbst. In der Tat ist das die ursprüngliche strenge Auffassung gewesen, wie sie z. B. den theoretischen Überlegungen über die Bremsstrahlung von W. Wien[1]) und Stark[2]), aber auch denen von Sommerfeld[3]) zugrunde lag.

Gegenwärtig haben sich aber die Begriffe merklich verschoben. Während man unter der Eigenstrahlung nach wie vor streng die mit dem Atomelektron verknüpfte, selektive Strahlung versteht, ist von verschiedener Seiten die Bremsstrahlung als ebenfalls in gewisser Weise mit dem Atomelektron verkoppelt hingestellt worden. Diese Wandlung ist infolge der neuesten Untersuchungen eingetreten, welche darauf hinzielen, einen Zusammenhang der Bremsstrahlung mit der Quantentheorie festzustellen. Die ersten, welche die Bremsstrahlung mit den Atomelektronen in Zusammenhang brachten, waren Rutherford und seine Mitarbeiter[5]). Man findet einen Widerhall ihrer Ansichten in den meisten darauf

folgenden Arbeiten, so z. B. bei Webster[6]), wenn auch die experimentellen Resultate Rutherfords sich schon sehr bald nach ihrer Veröffentlichung als sehr ergänzungsbedürftig erwiesen haben. Es scheint sich dementsprechend gegenwärtig die Ansicht einbürgern zu wollen, als ob auch die Bremsstrahlung letzten Endes von einer Schwingung der Atomelektronen herrühre, indem das Kathodenstrahlelektron als solches nicht schwingungsfähig sei und die Bremsstrahlung erst dadurch entstehe, daß ein Kathodenstrahlelektron einem Atomelektron einen Anstoß gebe.

Diese Vorstellung enthält verschiedene Unklarheiten. Hier sei nur erwähnt, daß es nicht recht begreiflich ist, weshalb unter dieser Annahme eine kontinuierliche Bremsstrahlung, — also etwas ganz anderes als das selektive Eigenspektrum — entstehen sollte.

Das eine ist aber sicher: Der Einteilungsgrund in die beiden Strahlungsarten ist nunmehr nicht die Art des strahlungserregenden Elektrons, sondern man versteht schlechterdings unter der Eigenstrahlung die Linien des M-, L- und K-Spektrums, während unter der Bremsstrahlung einfach das kontinuierliche Spektrum verstanden wird. Ich glaube nicht, daß man sich allgemein bewußt ist, inwiefern hier allmählich eine Begriffsverschiebung Platz gegriffen hat. Die Umbildung der Begriffe ist aber doch bedeutsam; unterstellt sie doch z. B. stillschweigend, es sei von vornherein ausgeschlossen, daß die Eigenstrahlung irgendeinen Beitrag zur kontinuierlichen Aufhellung des Hintergrundes liefern könne. Andererseits ist es mit der neuen Begriffsbildung unvereinbar, daß die Bremsstrahlung an irgendeiner Stelle einen merklich diskontinuierlichen Verlauf nehme.

Im Laufe der letzten Jahre ist die Eigenstrahlung der Elemente aufs eingehendste untersucht worden. Die von ihr gewonnenen Kenntnisse bieten ein theoretisch einwandfrei zusammenhängendes Ganzes. Sehr viel anders verhält es sich mit dem zurzeit erheblich weniger betriebenen Studium der Bremsstrahlung. Ich habe vor Jahresfrist die in dieser Hinsicht bestehenden Unklarheiten in einer ausführlicheren Darstellung[7]) hervorgehoben. Ich bin an jener Stelle besonders auf die älteren, vorwiegend theoretischen Arbeiten von W. Wien[1]), Stark[2]) und Sommerfeld[3]) eingegangen. Diese Arbeiten liegen allerdings mehrere Jahre zurück. Nichtsdestoweniger ist beispielsweise einer kürzlich — allerdings in einer populären Schrift — getanen Äußerung Sommerfelds[4]) zu entnehmen, daß die Auffassung der Bremsstrahlung bei manchen Autoren trotz den im folgenden Abschnitt besprochenen neueren Publikationen sich in der Zwischenzeit wenig geändert hat.

Aus allen diesen Gründen sei hinsichtlich der näheren Erörterung der bisherigen Kenntnisse und Ansichten auf meine erwähnte Darstellung verwiesen. Ich will aber dessen ungeachtet im folgenden wiederholt kurz zusammenfassend über die Ergebnisse einiger experimentellen Untersuchungen der letzten Jahre und die von den einzelnen Autoren gezogenen Schlüsse berichten. Im Anschluß daran sollen einige meiner früher ausführlich mitgeteilten Beobachtungen kurz gekennzeichnet und daraufhin einige neue Tatsachen beschrieben werden.

II. Experimentelle Untersuchungen und aus ihnen gezogene Folgerungen anderer Autoren.

Von Rutherford und seinen Mitarbeitern[5]) wurde eine Coolidgeröhre mit Wolframantikathode benutzt und unter Einschaltung von Aluminium sowie von Blei in den Strahlengang der Absorptionskoeffizient gemessen. Es wurde unter anderem gefunden, daß die Impulsbreite der Strahlung von einem gewissen Grenzwerte der Elektronengeschwindigkeit an nicht mehr abnimmt: die kürzeste erzielbare Impulsbreite schien nicht merklich kürzer als die Wellenlänge der Wolfram-K-Strahlung zu sein. Das gab den ersten Anstoß zu der in der Einleitung erwähnten Idee, daß die Bremsstrahlung mit den Atomelektronen verkoppelt sei und von der K-Strahlung „kontrolliert" werde. Die nähere Vorstellung war diejenige des vom Kathodenstrahlelektron aus einem Elektronenringe des Bohrschen Modells in den nächstfolgenden Ring geschleuderten Atomelektrons, wobei die Bremsstrahlung entstehen sollte. Eine ähnliche Auffassung kommt in jüngster Zeit bei Webster[6]) vor.

Annähernd gleichzeitig mit der Rutherfordschen Arbeit wurde die Beobachtung von Duane und Hunt bekannt[8]), daß die mit einer gegebenen Spannung erzielbare kürzeste Impulsbreite genau dem von der Quantentheorie verlangten Werte entspricht. Diese Verfasser arbeiteten mit spektraler Zerlegung der Strahlung. Für die von Rutherford benutzte Spannung würden sich auf Grund dieser Gesetzmäßigkeit bedeutend kürzere Wellenlängen ergeben haben (bis um 50 Proz. kürzer), als die von Rutherford tatsächlich gefundenen. Es schien also zwischen den beiden Untersuchungen ein Widerspruch zu bestehen. Kurz darauf wurden aber auch von de Broglie[9]) und seinen Mitarbeitern[10]) mit Hilfe der spektralen Zer-

legung erheblich kürzere Wellenlängen gefunden als die von Rutherford angegebenen. So klärte sich der erwähnte Widerspruch dahin auf, daß die spektrale Zerlegung härteste Komponenten geringer Teilintensität zu entdecken gestattet, die auf dem Wege der Absorptionsmethode der Beobachtung entgehen müssen, da sie eben zu wenig intensiv sind (vgl. Hull und Rice[11]). Die Übereinstimmung mit der Quantentheorie wurde in noch weiteren Arbeiten bestätigt, so in denen von Hull[12]), Webster[13]) und Hull und Rice[11]). Auch meine gemeinsam mit H. Seemann[14]) angestellte Untersuchung hat das Vorhandensein äußerst kurzwelliger, wenn auch wenig intensiver Komponenten in der Röntgenstrahlung ergeben.

Im großen Ganzen schien — wenigstens für die praktischen Zwecke der Röntgentechnik — die von Rutherford vertretene Ansicht aber doch nach einer gewissen Abänderung ihrer Fassung zu Recht bestehen bleiben zu dürfen. Diese Abänderung wurde wohl zuerst von Ledoux-Lebard und Dauvillier[16]) vorgeschlagen; ihre Berechtigung wird besonders auch durch die von Hull und Rice[11]) veröffentlichten Kurven erwiesen. Die abgeänderte Fassung lautet wie folgt: Es ist sehr wohl möglich, eine Röntgenstrahlung herzustellen, in welcher beliebig kurze Wellenlängen enthalten sind. Es ist aber nicht möglich, diesen hochfrequenten Strahlungskomponenten eine technisch ins Gewicht fallende Intensität zu verleihen, indem die Bremsstrahlung doch von der *K*-Strahlung des Spiegels kontrolliert wird und den bei weitem überragenden Teil der Intensität in solchen Wellenlängen abgibt, die nicht kürzer, meistens wohl aber länger sind als die *K*-Strahlung.

III. Früher veröffentlichte Untersuchungen des Verfassers und neue Beobachtungen.

Untersuchungen, die von mir in verschiedenen Richtungen vorgenommen worden waren, ließen jedoch vermuten, daß eine solche praktisch auf eine Begrenzung der Härte hinauslaufende Beherrschung der Bremsstrahlung durch die Eigen-*K*-Strahlung nur von irgendeinem Nebenumstand vorgetäuscht wird. Diese Vermutung verdankte ihr Entstehen hauptsächlich der Beobachtung[7]), daß die Verteilung der Intensität auf die einzelnen Wellenlängenbereiche der Strahlung nicht nur Funktion der Kathodenstrahlengeschwindigkeit, sondern auch Funktion ihrer Dichte ist. Ich folgerte daraus, daß die Quantentheorie nicht auf die Bremsstrahlung angewandt werden könne, sondern sich recht eigentlich auf die vom Atomelektron emittierte Strahlung zu beschränken habe.

Ich führte noch andere Beobachtungen an, welche darauf hinweisen, daß die Bremsstrahlung überhaupt nicht im Atomkraftfelde entstehe. So nannte ich als eine weitere wichtige Stütze für meine Anschauung das Vorhandensein einer sehr kräftigen Polarisation der Röntgenstrahlen, die durch eine **senkrecht** zur Richtung des Kathodenstrahles schwingende elektrische Komponente bedingt und symmetrisch um die Achse des Kathodenstrahlenbündels angeordnet ist*) [vgl.[15]) besonders die Tafel].

Eine einheitliche Auffassung des neuen Tatsachenkomplexes kann zurzeit noch nicht mit befriedigender Folgerichtigkeit gegeben werden. An dieser Stelle mag nur noch auf den Zusammenhang hingewiesen werden, der zwischen den angeführten Beobachtungen und denjenigen Erscheinungen besteht, welche mich vor über vier Jahren zu der Annahme einer elektrischen Doppelschicht im Brennflecke veranlaßten, und deren Kreis seit jener Zeit sich immer erweitert[15]) hat. Die oben gekennzeichneten Tatsachen hängen ersichtlich mit dieser Doppelschicht zusammen. In ihr ist aller Wahrscheinlichkeit nach der Entstehungsort der eigentlichen Bremsstrahlung zu suchen.

Bei der Verfolgung der Tatsachen schien es — unbekümmert um ihre theoretische Auslegung — von größtem Interesse zu sein, die an einer leichtatomigen Antikathode entstehende Röntgenstrahlung zu untersuchen. Und zwar in einer Röhre, in welcher das Kathodenstrahlenbündel möglichst sauber geführt ist, da bei Anwendung eines unvollkommen zentrierten Kathodenstrahlenbündels Erscheinungen, wie sie Rutherford[3]) beobachtet hatte, den wahren Sachverhalt trüben; Erscheinungen, die man an anderer Stelle[7]) eingehend erörtert findet.

Als Antikathodenmaterial wurde Molybdän gewählt. Von den Metallen niedrigen Atomgewichts ist es wegen seines hohen Schmelzpunktes und seiner sonstigen großen Festigkeit für die mit großen Elektronendichten anzustellenden Untersuchungen, also für hohe spezifische Belastung, besonders geeignet. Es ist auch sehr rein erhältlich. Seine *K*-Strahlung ist erheblich langwelliger als die Silberbandkante und wird von wenigen Millimetern Aluminiumfilter verschluckt. Es bleibt also ein recht ausgedehntes Spektralgebiet für die Beobachtung der Bremsstrahlung übrig.

*) Saubere Führung der Kathodenstrahlen — Parallelität im Bündel — sowie große Dichte der Kathodenstrahlelektronen ist Voraussetzung, um den Effekt zur vollen Ausbildung gedeihen zu lassen.

Gemäß den in Abschnitt II besprochenen Erfahrungen anderer Autoren stand zu erwarten, daß durchdringungsfähige Strahlen am Molybdän mit keiner nennenswerten Intensität erzeugt werden können. Jedoch das Gegenteil ergab sich bereits bei der oberflächlichen Betrachtung beliebiger Durchleuchtungsbilder am Schirme. Es konnten mit größter Intensität schwer durchzudringende Objekte jedenfalls nicht um ein Vielfaches schwieriger durchleuchtet werden, als bei den üblichen Schwermetallantikathoden.

Nichtsdestoweniger war von den unter II erörterten, in der Literatur vielfach vertretenen Gesichtspunkten aus ein ganz anderes Aussehen des eigentlichen Bremsstrahlenspektrums zu erwarten, als bei den Schwermetallen. Denn wenn die Bremsung — entsprechend den unter II dargestellten Anschauungen — im Felde der Atome des Atomschwarmes der Antikathode geschehen würde, so müßte sie von der Eigenart der Atome abhängen. Auf keinen Fall kann aber nach der üblichen Anschauung die Entstehung der Bremsstrahlung so gedacht werden, als ob die Bremsung an einer mathematischen Fläche stattfände*).

Auf der beigelegten Tafel VI findet man einige Spektralaufnahmen abgebildet. Sie sind mit dem Seemannschen Spektrographen[16]) gemacht. Für die Überlassung eines fehlerfreien Kristalls sowie das den Aufnahmen entgegengebrachte Interesse spreche ich Herrn Seemann meinen Dank aus. Sämtliche hier wiedergegebenen Spektren wurden unter Zuhilfenahme eines Verstärkungsschirmes photographiert, um die Expositionszeiten abzukürzen und die Abnahme der Empfindlichkeit des Bromsilbers bei den kurzen Wellenlängen aufzuwiegen; somit auch einer Täuschung vorzubeugen, die übrigens eher im Sinne der unten zu vertretenden Auffassung liegen, als ihr entgegenwirken würde**).

*) Wenn Sommerfeld[4]) neuerdings vom Bremsspektrum sagt: „seine Ausdehnung hängt von der Geschwindigkeit der Kathodenstrahlen ab, die bei ihrem Auftreffen auf die Antikathode die Röntgenstrahlen erzeugen, und von der Art ihrer Bremsung bei Auftreffen", so ist in dieser letzten Feststellung die Abhängigkeit vom Antikathodenmaterial enthalten. Schwerlich damit vereinbar ist der unmittelbar anschließende Nachsatz: „Dagegen hängt das Linienspektrum von dem Material der Antikathode ab".

**) Es wurden auch Kontrollaufnahmen ohne Verstärkungsschirm auf photographischen Films ausgeführt. In dem im Nachfolgenden zu besprechenden Wellenlängengebiete weichen diese Aufnahmen — abgesehen von einer Verlängerung der Expositionszeit ums Vielfache — nicht wesentlich von den mit Verstärkungsschirm gemachten ab. Der einzige auf den ersten Blick auffallende Unterschied ist die etwas größere Schärfe der Platin-Iridium-K-Linien auf den Aufnahmen ohne Verstärkungsschirm. Für die Beurteilung des Bremsspektrums kommt der geringe Unterschied an Schärfe zunächst nicht in Frage. Man vergleiche hierzu die ohne Verstärkungsschirm gemachte Aufnahme bei Lilienfeld-Seemann[14]).

Als Strahlenquellen dienten zwei Röhren genau gleicher Bauart (Lilienfeld-Röhren), die sich nur durch das Antikathodenmaterial unterschieden. Die eine Röhre war mit Platin-Iridium-Spiegel versehen, die andere mit Molybdänspiegel. Die Röhren wurden im Falle der Spektren 1, 2 und 3 unter Einhaltung genau gleicher elektrischer Bedingungen mit Wechselstrom bei 29 cm Parallelschlagweite betrieben. Konstant gehalten während der Aufnahmen wird die an den Primärklemmen des Transformators gemessene Spannung. Die Hochspannung wurde nicht gleichgerichtet, vielmehr wurde der verkehrte Impuls durch die Ventilcharakter besitzende Röntgenröhre abgeschirmt („Silex"-Instrumentarium von Koch & Sterzel, Dresden). Die Belastung betrug 4 M.-A.

Beim Anblick des Spektrums mit der Platin-Iridium-Antikathode 1 gewinnt man allerdings den Eindruck, als ob die Bremsstrahlung tatsächlich im Gebiete der K-Strahlung aufhörte. Die Hintergrundbeleuchtung geht an dieser Stelle auf einen Bruchteil ihrer ursprünglichen Intensität zurück, und zwar ganz sprungweise (vgl. Lilienfeld und Seemann[14]), um sich dann mit nur geringer Intensität nach den kürzeren Wellenlängen zu fortzusetzen: es scheint, als ob Bremsstrahlung und Eigenstrahlung in der Tat ursächlich miteinander verknüpft wären. Das unmittelbar unter dem Platin-Iridium-Spektrum wiedergegebene Spektrum 2 des Molybdänrohres belehrt aber eines anderen. Der intensive Teil der Bremsstrahlung bricht überraschenderweise im nämlichen Wellenlängenbereich ab, wie bei den Schwermetallen. Eine Eigenstrahlung ist bei Molybdän selbstverständlich an dieser Stelle nicht vorhanden.

Die dritte wiedergegebene Aufnahme, 3, ist ebenfalls mit dem Molybdänrohr gemacht, doch wurde in diesem Falle nicht das ganze Spektrum durchexponiert, sondern nur dasjenige Gebiet, in welchem die Bremsstrahlung unstetig abbricht; es fehlt also die Molybdän-K-Strahlung, die auf der zweiten Aufnahme sichtbar ist. Jedenfalls läßt die dritte Aufnahme das Phänomen noch deutlicher erkennen, als dies bei der zweiten der Fall ist.

Schließlich ist noch die Aufnahme 4 auf der Tafel reproduziert. Sie ist mit der gleichen Platin-Iridium-Röhre, aber unter von denjenigen der übrigen Aufnahmen abweichenden elektrischen Bedingungen gemacht, auf die ich in einer zukünftigen Publikation zurückzukommen gedenke. Diese Aufnahme ist mit bedeutend größerer Spaltbreite als die drei anderen hergestellt und weicht von ihnen hinsichtlich der Plattenschwärzung merklich ab. Deshalb ist sie

auf der Tafel gesondert wiedergegeben. Infolge rein äußerer Umstände ist es leider in absehbarer Zukunft nicht möglich, diese Aufnahme unter den gleichen Bedingungen wie die drei anderen herzustellen. Hier soll sie nur dazu dienen, um zu zeigen, daß es möglich ist, die Bremsstrahlungsbande ganz anders als in den anderen Spektrogrammen zu formen; insbesondere beiderseits der K-Strahlung gleiche Helligkeit des Hintergrundes zu erzeugen. Die Aufnahme hat hier nur zu bestätigen, daß der kontinuierliche Hintergrund Funktion der elektrischen Entladungsbedingungen ist. Die Möglichkeit, die scharfe Bandkante der Spektren 2, 3 und 4 festzustellen, ist demnach nicht zuletzt der sich über beliebig lange Zeiten erstreckenden Konstanz der Röhre zu verdanken.

Ist nun die Struktur (Intensitätsverteilung) des Bremsspektrums bei Platin-Iridium und bei Molybdän merklich dieselbe, so scheint auch seine Intensität in beiden Fällen keine großen Unterschiede aufzuweisen. Die Expositionszeiten für gleiche Schwärzungen gleicher Gebiete sind bei gleichen Versuchsbedingungen kaum voneinander verschieden. Doch sei dieses mit allem Vorbehalte erwähnt, da vorläufig auf die Einhaltung gleicher photographischer Bedingungen nicht streng geachtet wurde.

Die Molybdänaufnahme läßt es erkennen, daß die landläufige Auffassung, als ob es nicht möglich wäre, erhebliche Strahlungsintensitäten von einer geringeren Wellenlänge als die K-Strahlung zu erzeugen (vgl. Absatz II), auf einem Irrtum beruht. Der Irrtum ist teilweise durch eine zufällige Übereinstimmung gefördert worden. Nämlich durch die Tatsache, daß die höchste übliche Spannung der allgemein gebräuchlichen Wechselstrom-Instrumentarien aus rein äußerlichen Gründen den gleichen Wert zu haben pflegt. Sie entspricht etwa 30 cm Schlagweite zwischen Spitze und Platte und wird unter anderem auch deshalb eingehalten, weil dies die höchste Spannung ist, die sich bequem mechanisch gleichrichten läßt. Sie liegt aber auch gleichzeitig an der Grenze dessen, was man den gebräuchlichen Apparaten im Dauerbetriebe zumuten dürfte, ohne die Gefahr eines Defektes zu laufen. Es ist demnach reiner Zufall, wenn bei den hier veröffentlichten Aufnahmen die Bremsstrahlungsbandkante in das Gebiet der Platin-Iridium-K-Strahlung fällt. Meines Wissens haben allerdings frühere Beobachter eine in der abgebildeten Weise ausgeprägte Bremsstrahlungsbandkante nicht beobachtet. Die Angaben beschränken sich auf die Bemerkung, es sei nicht gut möglich, eine Strahlung von praktisch in Frage kommender Intensität bei einer die K-Strahlung übertreffenden Härte herzustellen. Diese Unbestimmtheit liegt vermutlich zum Teil auch an der mangelhaften Zentrierung des Kathodenstrahles in den anderweitig verwandten Röhren[2]).

Das Auftreten einer vom Eigenspektrum des Antikathodenmetalls unabhängigen Diskontinuität im Bremsstrahlungsspektrum widerspricht den Vorstellungen, die man sich auf Grund der Quantentheorie über die Intensitätsverteilung zu machen gewohnt ist.

So wurde Webster[6]) durch den allgemeinen Charakter der bisher bekannten Röntgenspektren veranlaßt, eine Annahme vorzuschlagen, die eine noch gleichmäßigere Verteilung der Bremsstrahlungsintensität bedingen würde, als man sie von vornherein zu erwarten geneigt ist. Webster nimmt an, daß der Wahrscheinlichkeit, mit welcher ein Elektron bei wachsender Geschwindigkeit eine beliebige fest gegebene Wellenlänge zu erregen vermag, zunächst der Wert Null zukommt, solange wie das Elektron den von der Quantentheorie vorgeschriebenen Schwellenwert der Energie nicht besitzt. In dem Augenblicke aber, wo dieser Schwellenwert erreicht wird, springt die Wahrscheinlichkeit auf einen verhältnismäßig hohen Betrag, der gleichzeitig ihr Maximum darstellt. Denn mit weiter zunehmender Elektronengeschwindigkeit soll nach Webster die Wahrscheinlichkeit, daß die festgehaltene Wellenlänge erregt werde, nicht weiter wachsen, sondern im Gegenteil erst sehr schnell, dann aber langsamer abnehmen.

In der Websterschen Arbeit wird vorläufig die obige Annahme auf ihre Stichhaltigkeit nicht im einzelnen experimentell geprüft. Klar ist aber, daß, wenn daraus eine Formel abgeleitet werden würde, sie*) zu einer überaus stetigen Verteilung der Intensität im Bremsspektrum führen würde; allerdings zu einer unstetig abbrechenden Bandkante nach dem hochfrequenten Ende des Spektrums zu.

Nun scheinen bisherige Beobachtungen[5]), [12]), [13]), [14]) eher dafür als dagegen zu sprechen, daß eine solche Bandkante, — wenn auch mit geringer Intensität, und wenn auch möglicher-

*) Immerhin ist zu beachten, daß bei der Aufstellung einer Formel große Unbestimmtheit walten und es praktisch ermöglichen würde, sich verschiedenartigsten Forderungen anzupassen [7), S. 258]. Man muß annehmen, daß bei weitem die meisten Kathodenstrahlen erst im Metall einen Weg zurücklegen und dabei den größten Teil der Energie als Wärme abgeben, bevor der Rest der Energie als Röntgenimpuls ausgestrahlt wird. Spaltet man die Energie in solche zwei unkontrollierbaren Anteile, so wird man ganz verschiedene Theorien einem gegebenen Vorgang anpassen können. Eine Unabhängigkeit der Strahlung vom Antikathodenmaterial wird man aber gerade auf diesem Wege am allerwenigsten verständlich machen können.

weise[12]) das Spektrum nach dem hochfrequenten Ende zu nicht mit ihr abschließt — so doch merklich an derjenigen Stelle vorhanden ist, an welcher sie auch von Webster der Quantentheorie gemäß verlangt wird. Um so weniger läßt sich die andere, bedeutend langwelligere, in den vorliegenden Aufnahmen wiedergegebene Bandkante des intensiven Teiles der Hintergrundbeleuchtung mit der üblichen Auffassung in Übereinstimmung bringen. Es sei denn, daß man sie unter gewissen Annahmen aus der Stromform abzuleiten suchen würde. Zu diesem Zwecke müßte die Entladung in der Röhre als aus einem kräftigen Stromstoß bei 65—70 Kilovolt und einem sehr viel schwächeren, bis an die volle Scheitelspannung [180 Kilovolt[13])] heranreichenden bestehend angesehen werden. Einer solchen Annahme kommt aber keine große Wahrscheinlichkeit zu. Von ihrer näheren Erörterung mag an dieser Stelle abgesehen werden, da hier hauptsächlich auf die Unabhängigkeit der Bremsstrahlung vom Antikathodenmetall aufmerksam gemacht werden sollte.

Ein anderer Weg, sich von den Erscheinungen Rechenschaft zu geben, führt über die Annahme, daß, wie ich bereits in der Einleitung betonte, kontinuierlicher Hintergrund und Bremsstrahlung nicht schlechterdings einander gleichzusetzen sind. Daß vielmehr der kontinuierliche Hintergrund möglicherweise aus zwei Komponenten besteht: Erstens aus einem wenig intensiven, der Quantentheorie gehorchenden Anteile, der von den Atomelektronen etwa in einer Weise emittiert wird, wie sie von Rutherford und seinen Mitarbeitern zuerst erwogen wurde. Zweitens aber aus einem intensiveren Anteile, der sich über den ersterwähnten Teil überlagert und sowohl mit zunehmender Spannung als auch mit zunehmender Kathodenstrahlendichte sich nach dem hochfrequenten Ende des Spektrums zu verschiebt. Der zweite Anteil würde — genügend gleichmäßige Versuchsbedingungen vorausgesetzt — die aus den Aufnahmen vorliegender Publikation ersichtliche Bandkante ergeben. Dieser Teil der Strahlung würde ferner ebensowenig der Quantentheorie unterstehen, als mit der Beschaffenheit der Atome der Antikathode etwas zu tun haben. Er wäre der Ursache und dem Orte seiner Entstehung nach so aufzufassen, wie das bereits in einer früheren Arbeit[7]) von mir angegeben wurde. Ihrem allgemeinen Wesen nach würde aber die ganze Erscheinung in dasjenige Gebiet gehören, welches sich eröffnet, wenn die Elektronendichte im Raume über einen gewissen Schwellenwert hinaus gesteigert wird[17]), [18]).

Offenbar muß, bevor man die Vorstellungen spezialisiert, eine Untersuchung angestellt werden, in welcher die Abhängigkeit der hier beschriebenen Bandkante von der Elektronengeschwindigkeit und Elektronendichte experimentell bestimmt wird. Wenn aber das Versuchsergebnis zunächst auf Grund eines recht beschränkten Tatsachenmaterials hier mitgeteilt wird, so liegt das an den Kriegsumständen. Man ist zurzeit auf einen glücklichen Zufall angewiesen, wenn auf einem technisch immerhin-schwierig liegenden Gebiete auch nur wenig zahlreiche Versuche angestellt werden sollen, und man weiß niemals, ob und wann eine Untersuchung weiter fortgesetzt wird werden können.

Zusammenfassend mag noch einmal kurz erwähnt werden:

Erstens: Es ist möglich, Bremsstrahlungen großer Intensität auch in einem Gebiete solcher Wellenlängen zu erzeugen, welche sehr viel kürzer sind als die Eigen-K-Strahlung des Materials der Antikathode.

Zweitens: Der intensive Teil der Bremsstrahlungsbande bricht nach den kürzeren Wellenlängen zu an einer eigenen Grenze ab, während der weniger intensive Teil zunächst einmal scheinbar an der von der Quantentheorie verlangten Grenze einen Intensitätsabfall zeigt. Der weitere Verlauf des Spekrums nach dem hochfrequenten Ende zu bedarf[14]) einer näheren Untersuchung.

Drittens: Die Intensität der gesamten Bremsstrahlung sowie ihre Intensitätsverteilung scheint sich mit dem Antikathodenmaterial wenig zu ändern. Daher ist es unwahrscheinlich, daß die „Abbremsung" der Kathodenstrahlen im Atomfeld erfolgt. Außerdem ist es fraglich, ob das gesamte kontinuierliche Spektrum im Sinne der Einleitung zur vorliegenden Arbeit als Bremsstrahlung anzusprechen ist.

Die in dieser Arbeit wiedergegebenen Spektrogramme sind im Röntgenlaboratorium der Firma Koch & Sterzel, Dresden, aufgenommen worden.

Literaturverzeichnis.

1) W. Wien, Göttinger Nachrichten 1907.
2) Stark, diese Zeitschr. 8, 1907.
3) Sommerfeld, Münchn. Ber. 1911.
4) Sommerfeld, Zeitschr. d. Ver. deutscher Ingenieure 1917.
5) Rutherford, Barnes und Richardson, Phil. Mag. 30, 339, 1915.
6) Webster, Phys. Rev. 9, 220, 1917.

7) Lilienfeld, Ber. d. Königl. Sächs. Ges. zu Leipzig **69**, 226—261, 1917.
8) Duane und Hunt, Phys. Rev. **6**, 166, 1915.
9) De Broglie, C. R. **162**, 596, 1916.
10) Ledoux-Lebard und Dauvillier, C. R. **163**, 754—757, 1916.
11) Hull und Rice, Proc. of the Natiqn. Acad. of Sciences **2**, 265, 1916.
12) Hull, Phys. Rev. 1916.
13) Webster, Phys. Rev. 1916.
14) Lilienfeld und Seemann, diese Zeitschr. **19**, 269, 1918.
15) Lilienfeld, Ber. d. Königl. Sächs. Ges. zu Leipzig **69**, 45—56, nebst Tafel, Jan. 1917.
16) H. Seemann, diese Zeitschr. **18**, 242—249, 1917.
17) Lilienfeld, Ann. d. Phys. **32**, 675—688, 1910.
18) Lilienfeld, Ann. d. Phys. **43**, 24—46, 1914.

Leipzig, Physikalisches Institut der Universität. März—April 1918.

(Eingegangen 3. April 1918.)

Photographische Aufnahme des *Pt.*- und *Ir.*-*K*-Spektrums.

Von J. E. Lilienfeld und H. Seemann.

Mit Tafel VII.

Im Röntgenlaboratorium der Firma Koch & Sterzel, Dresden, wurden mit Hilfe des von einem von uns bereits in dieser Zeitschrift veröffentlichten Lochkamera-Spektrographen[1]) Untersuchungen über das Spektrum der von den Lilienfeld-Röntgenröhren ausgesandten Röntgenstrahlung angestellt. Bei dieser Gelegenheit wurden die auf der anliegenden Tafel wiedergegebenen, unseres Wissens in dieser Form noch nicht bekannten *K*-Spektren des *Pt* und *Ir* gewonnen. Die Wellenlängen sind aus der folgenden Tabelle zu ersehen. In der ersten Kolonne findet man die aus den Zahlen von Ledoux-Lebard und Dauvillier[2]) nach der Formel:

$$\lambda_{Pt\text{ bzw. }Ir} = \lambda_{W_{\alpha_1}} \left(\frac{N_{W_{\alpha_1}} - 1}{N_{Pt\text{ bzw. }Ir} - 1} \right)^2$$

extrapolierten Werte. Dabei ist zu beachten, daß im Original α_2 und α_1 verwechselt sind.

	$\lambda \cdot 10^8$ extrapoliert		gemessen
β_3 *Pt*	0,159		0,1593
β_1 *Pt*	0,164	Mittel 0,1635	
β_3 *Ir*	0,163		0,1642
β_1 *Ir*	0,1683		0,1684
α_1 *Pt*	0,1842		0,1853
α_2 *Pt*	0,1912	Mittel 0,1904	
α_1 *Ir*	0,1895		0,1907
α_2 *Ir*	0,1962		0,1958

1) H. Seemann, diese Zeitschr. **18**, 242—249, 1917. Spektrographen für die Lochkamera und Schneidenmethode werden für wiss. Institute auch jetzt im Kriege vom Mechaniker J. Wendel in Würzburg, Pleicherring 8, geliefert.
2) Ledoux-Lebard und Dauvillier, C. R. **163**, 754—757, 1916.

Die obere Hälfte des als Positiv reproduzierten Spektrums ist heller als die untere. Diese Zweiteilung ist so entstanden, daß ein Aluminiumstreifen von 4 mm Stärke die untere Hälfte des Spektrums abdeckte. Wir verfolgten damit den Zweck, die Zunahme der Durchdringungsfähigkeit gegen das kurzwellige Ende des Spektrums zu veranschaulichen. Das ist nur unvollkommen gelungen; eine quantitative Bestimmung des Absorptionsexponenten durch ein Ausphotometrieren der Aufnahme scheiterte vorläufig daran, daß die Linien stark überexponiert werden müssen, wenn der Bandenhintergrund weit außerhalb der *K*-Serie nach den kürzeren, auf Bromsilber weniger intensiv einwirkenden Wellen zu genügend kräftig geschwärzt werden soll[1]). Sonst würde es Schwierigkeiten machen, den schwächeren Teil des Bandenhintergrundes vom allgemeinen Schleier zu unterscheiden. Die Schwärzung der Linien bleibt durch die Überexposition im Verhältnis zum normal belichteten Hintergrund hinter dem wahren Expositionswerte zurück und läßt sich außerdem mit dem Keil des Hartmannschen Mikrophotometers nur ungenau messen, beziehungsweise gar nicht, soweit sie über dessen Meßbereich hinausreicht. Abschwächen durch Ferrizyankalium-Abschwächer oder gar Ammoniumpersulfat führt auch zu keinem Ziel, da dadurch die Schwärzungsverhältnisse in unkontrollierbarer Weise verschoben werden. An der vorliegenden Aufnahme wurde allerdings eine solche Abschwächung vorgenommen.

Trotzdem mag der Vollständigkeit halber die Photometerkurve der auf Tafel VII reproduzierten Aufnahme des Spektralgebietes wiedergegeben werden (Fig. 1). Die ausgezogene Abszisse ist der Schwärzungswert des Schleiers. Von ihr aus ist also das Ordinatenverhältnis der beiden Kurven zu messen. Die untere Kurve zeigt den Schwärzungsverlauf der durch Absorption im Aluminiumblechstreifen geschwächten (im Positiv der Tafel VII), demnach dunkleren unteren Hälfte des Spektrums, die obere Kurve den der oberen Spektralhälfte.

Es wäre zu erwarten, daß die Schwächung, die durch das Ordinatenverhältnis beider Kurven dargestellt wird, nach kürzeren Wellen zu prozentual abnimmt. Wie man sieht, ist diese Gesetzmäßigkeit von dem gekennzeichneten

1) Unter Zuhilfenahme des bei Röntgenaufnahmen vielfach angewandten Verstärkungsschirmes (Calcium-Wolframat) läßt sich die Empfindlichkeitsabnahme der Platten im kurzwelligen Gebiet zwar kompensieren. Jedoch wird dadurch eine Einbuße an äußerster Bildschärfe bedingt. Deshalb ist bei der vorliegenden Aufnahme der Linienspektren von der Anwendung des Verstärkungsschirmes abgesehen worden.

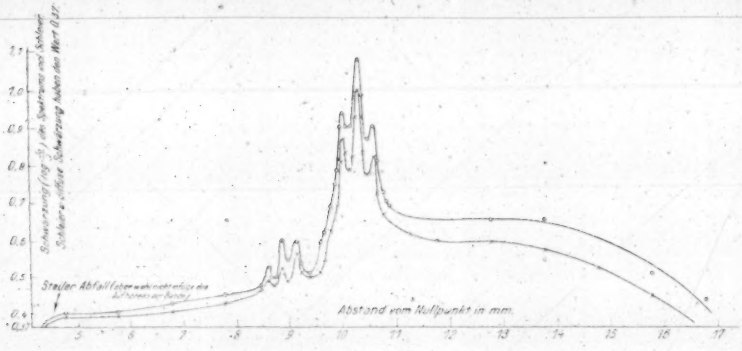


Fig. 1.

photographischen Effekt jedoch derart überlagert, daß sie kaum zu erkennen ist. Es ist vielmehr die prozentuale Schwächung der Schwärzung dort am geringsten, wo die absolute Schwärzung am größten ist, nämlich im Gebiete der Linien.

Da das Aluminiumblech ca. 6 cm von der Platte entfernt war, seine Eigenstrahlung und Streustrahlung also praktisch gleichmäßig auf beide Spektralhälften wirkte, ist die Deutung ausgeschlossen, daß diese Sekundärstrahlung das Bild der Schwärzungsverteilung im Sinne der Figur gefälscht hätte. Sie würde bei der getroffenen Anordnung vielmehr gerade die Unterschiede der am wenigsten geschwärzten Stellen am meisten ausgleichen. Tatsächlich äußert sie sich einfach als allgemeiner Schleier von ausreichend gleichmäßiger Verteilung, ist also in Fig. 1 in Abzug gebracht worden. Trotz der vorläufigen Schwierigkeiten scheint jedoch die angestrebte Bestimmung des Absorptionsexponenten bei weiterer Ausbildung des Verfahrens Aussicht auf Erfolg zu haben.

Der spektrographische Wert der Photometerkurven ist hauptsächlich darin zu erblicken, daß sie den starken Helligkeitsabfall im Gebiete der *K*-Strahlung nach kürzeren Wellen zu bei Platin und Iridium bestätigen, welchen man in früheren Arbeiten für das Wolfram bereits angedeutet findet, und zwar in der Fassung, es wäre nicht möglich, erhebliche Intensitäten von Strahlen zu erzeugen, die bedeutend härter wären als die *K*-Strahlung des Antikathodenmaterials. Das wird bei Wolfram von Ledoux-Lebard und Dauvillier (l.c.) zunächst einmal an Hand einer ganz allgemein schematischen Darstellung ohne Wiedergabe der näheren Messungsresultate behauptet, während in der Arbeit von Hull und Rice[1]) an Ergebnissen sehr genauer Messungen etwas Ähnliches zu erkennen ist. Schließlich folgt das Nämliche auch aus den in der Arbeit von Rutherford, Barnes und Richardson[2]) mitgeteilten Beobachtungen. Während die genannten Autoren nach einer Erklärung für die Tatsache suchend an die Schwingung der Atomelektronen anknüpfen, scheinen weitere im Gang befindliche Untersuchungen Lilienfelds hierüber zu einer wesentlich anderen Auffassung zu führen.

Auf dem Original-Negativ ist mit großer Deutlichkeit zu sehen, daß die Bremsstrahlungsbande weit über die *K*-Strahlung nach dem hochfrequenten Ende des Spektrums zu reicht; bedauerlicherweise ist das auf der Reproduktion nicht zum Vorschein gekommen. Die Schwärzung der Bremsstrahlungsbande fällt im weiteren Verlaufe ungefähr bei der Wellenlänge $0{,}073 \cdot 10^{-8}$ steil ab, so daß jedenfalls noch kürzere Wellen vorhanden sind. An dieser Stelle ist also die Wellenlänge erheblich kürzer, als diejenige der Radium-C-γ-Strahlung, die mit $0{,}1 \cdot 10^{-8}$ bis $0{,}09 \cdot 10^{-8}$ angegeben zu werden pflegt (vgl. z. B. Rutherford, Barnes und Richardson l.c.). Sie ist auch merklich kürzer als die kürzeste, bisher an Röntgenröhren beobachtete Wellenlänge, die mit $0{,}08 \cdot 10^{-8}$ von Hull und Rice l.c. angegeben wird. Es sei aber ausdrücklich hervorgehoben, daß über das weitere, an den erwähnten Intensitätsabfall nach höheren Frequenzen zu sich anschließende Gebiet an Hand der

1) Proc. Nat. Acad. Sciences **2**, 265, 1916.
2) Rutherford, Barnes und Richardson, Phil. Mag. **30**, 339, 1915.

vorliegenden Aufnahme noch nichts ausgesagt werden kann.

Die Röhre wurde mit vermittels einer rotierenden Scheibe gleichgerichtetem Wechselstrom betrieben. Die Spannung an der Röhre konnte leider nicht direkt gemessen werden; zur oberflächlichen Orientierung mag erwähnt werden, daß die Parallelfunkenstrecke 29 cm zwischen Spitze und Platte betrug. Aus dieser Angabe kann nicht mit Zuverlässigkeit auf die Größe der Spannung geschlossen werden, und es läßt sich nicht sagen, inwieweit der oben angegebene Intensitätsabfall der kurzwelligen Bremsstrahlung seiner Wellenlänge nach mit den Forderungen der Quantentheorie übereinstimmt. Es kann aber versucht werden, aus der mit einem Voltmeter gemessenen primären Klemmenspannung und dem Übersetzungsverhältnis des Transformators eine Schätzung vorzunehmen, obwohl das auch nur in recht unvollkommener Weise möglich ist.

Der mit einem geschlossenen, sehr gut koppelnden Eisenkern versehene Hochspannungstransformator, dessen Primärklemmen an das Stadtnetz angeschlossen sind, übersetzt auf eine sekundäre Effektivspannung von etwa 108 Kilovolt. Der Scheitelfaktor pflegt bei der von uns angewandten Schaltungsweise — den mir vom Transformatorenwerk der Firma Koch & Sterzel mitgeteilten Erfahrungen zufolge — meistens ganz erheblich den einer sinoidalen Stromform entsprechenden Wert von 1,4 zu übersteigen; er wird dementsprechend von sachverständiger Seite auf 1,6—1,8 geschätzt. Wird der Mittelwert von 1,7 angenommen, so folgt eine Scheitelspannung von 183 Kilovolt. Andererseits ergibt sich aus der Quantentheorie für die Wellenlänge des Intensitätsabfalls $= 0{,}073 \cdot 10^{-8}$ ein zu ihrer Erregung erforderlicher Schwellenwert der Spannung von etwa 175 Kilovolt (vgl. Rutherford, Barnes und Richardson l. c.). Also eine Übereinstimmung zwischen Theorie und Beobachtung innerhalb der Fehlergrenzen.

Wenn auch trotzdem einerseits an Hand der angegebenen rohen Schätzung des Scheitelfaktors keineswegs auf eine Bestätigung der Quantentheorie geschlossen werden darf, so ist doch andererseits ersichtlich, daß zunächst ein Widerspruch zwischen unseren Aufnahmen und der Quantentheorie — allerdings nur sofern der mehrmals erwähnte Intensitätsabfall in Frage kommt — nicht festzustellen ist. Immerhin ist es aber beachtenswert, daß eine Strahlungskomponente vorhanden ist, welche ganz erheblich kurzwelliger ist, als es unter der Voraussetzung der Gültigkeit der Quantentheorie einem sinoidalen Verlaufe der Sekundärspannung entsprechen würde.

Leipzig, Physikalisches Institut der Universität.

Würzburg, Physikalisches Institut der Universität.

März 1918.

(Eingegangen 3. April 1918.)

BESPRECHUNGEN.

Carl Friedrich Gauß' Werke, zehnten Bandes erste Abteilung. Herausgegeben von der Königlichen Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen. 4°. 586 S. nebst einer photographischen Nachbildung des „Tagebuches". Leipzig, in Kommission bei B. G. Teubner. 1917. M 38.—, auf Schreibpap. M. 46.—

Das Erscheinen eines neuen Bandes der Werke von C. F. Gauß ist ein Ereignis, welches, selbst wenn der Band nichts Physikalisches enthält, auch an dieser Stelle wenigstens kurz erwähnt werden muß. Ist doch ein großer Teil unserer heutigen Physiker auch mathematisch so ausgebildet, daß er die vielseitigen von Gauß behandelten Probleme mit Interesse verfolgen wird, und gewiß wird die Bücherei manches Physikers die ganze Reihe der neun bisher erschienenen Bände aufweisen. Nachdem die ersten sechs Bände der Reihe in rascher Folge von Prof. E. Schering, einem Schüler von Gauß, in den siebziger Jahren des vorigen Jahrhunderts der Öffentlichkeit übergeben worden waren, erlitt die Herausgabe eine längere Unterbrechung und sie wurde erst wieder intensiv gefördert, als Prof. Felix Klein die Leitung übernahm. Er gewann, der vielseitigen Betätigung von Gauß entsprechend, eine Reihe tüchtiger Mitarbeiter für die Herausgabe des umfangreichen wissenschaftlichen Nachlasses; eine schwierige Aufgabe, da Gauß neben einer Anzahl sorgfältig geführter wissenschaftlicher Notizbücher eine Menge Berechnungen, Formeln und Bemerkungen auf losen Zetteln und auf den leeren Seiten von gedruckten Büchern hinterlassen hat, die wegen ihrer Kürze nur einem durchaus mit dem Gegenstande Vertrauten verständlich sind. Die Herausgeber erblicken ihre Aufgabe darin, alle die an diesen Stellen sowie auch in dem ausgedehnten Briefwechsel verstreuten Goldkörner zu sammeln, systematisch zu ordnen und mit Erläuterungen versehen der Allgemeinheit zugänglich zu machen. Das ist auch in dem vorliegenden Bande in musterhafter Weise gelungen. Eine außerordentliche Fülle von Einzelnotizen aus den Gebieten der Arithmetik, der Algebra, der Analysis und der Geometrie ist hier in übersichtlicher Weise geordnet und erklärt, so daß das Studium dieses Bandes eine ungewöhnliche Menge von Anregungen darbietet und interessante Einblicke in die erstaunliche Fruchtbarkeit des Gaußschen Schaffens gewährt. Eine ganz besonders wertvolle Beigabe hat der Band noch in der photographischen Reproduktion des von 1796 bis 1814 reichenden Tagebuches erhalten, in welchem Gauß seine rasch aufeinander folgenden mathematischen Entdeckungen mit dem jedesmaligen Datum eingetragen hat. Auch dem Tagebuch sind ausführliche Erläute-

rungen von den Herausgebern beigefügt. Letzteren aber — es waren in erster Linie die Herren Prof Schlesinger (Gießen), in dessen Händen auch die Redaktion des ganzen Bandes lag, Prof. Bachmann (Weimar) und Prof. Stäckel (Heidelberg) — ist die wissenschaftliche Welt für ihre mühevolle Arbeit zu aufrichtigem Danke verbunden. Ebenso gebührt ungeteilte Anerkennung der Göttinger Gesellschaft der Wissenschaften sowie auch der Dieterichschen Universitätsbuchdruckerei in Göttingen, die trotz der stark gestiegenen Kosten mitten im Kriege die Fertigstellung dieses splendid gedruckten Werkes ermöglichten. Für den Physiker wird es von Interesse sein, daß sich auch der XI. Band, der den physikalischen Nachlaß enthält, bereits unter der Presse befindet. J. Hartmann.

F. M. Exner, Dynamische Meteorologie. gr. 8°. IX u. 308 S. mit 68 Figuren im Text. Leipzig, B. G. Teubner. 1917. M. 15.—, geb. M. 16.50.

Seit über 30 Jahren war kein Versuch gemacht worden, den derzeitigen Stand der theoretischen Meteorologie zusammenfassend darzustellen. Ein Buch von Prof. Exner, das diese Lücke ausfüllen will, wird daher von vornherein des hohen Interesses der physikalischen Meteorologen und meteorologisch interessierten Physiker sicher sein.

Die hochgespannten Erwartungen, mit denen diese Leser an das Buch herantreten, werden im allgemeinen sehr wohl erfüllt werden. Besonders zu begrüßen ist, daß die Arbeiten von Margules über den Ursprung der den Winden innewohnenden kinetischen Energie und über stationäre Strömungen in der Atmosphäre (7. und 8. Kap.) eingehend referiert werden. Man darf wohl hoffen, daß diese grundlegenden Abhandlungen nunmehr allgemein die ihrer Wichtigkeit entsprechende Beachtung, vor allem auch in Deutschland, finden werden. Im Kapitel über stationäre Strömungen ist auch eine wichtige, im ganzen wenig beachtete und im entgegengesetzten Falle vielfach mißverstandene Arbeit von Helmholtz über die stationäre Bewegung der Luft um die Erde in hervorragend klarer Weise referiert. Sehr gut ist auch das 9. Kapitel „Allgemeiner Kreislauf der Atmosphäre" gelungen. In überzeugender Weise wird dort das Unzulängliche der bisherigen Theorien dargetan und die Richtung gezeigt, in der eine Weiterentwicklung versucht werden muß.

Gegenüber diesen großen Vorzügen kann man bedauern, daß der Ausdruck nicht immer so exakt ist, als man es in der neueren physikalischen Literatur gewöhnt ist, z. B. wenn es S. 87 von einer kreisförmigen Bewegung heißt: „Die Bewegung verläuft ohne Beschleunigung". Indessen wird man diese und ähnliche kleine Mängel den erschwerten Verhältnissen zur Last legen müssen, unter denen das Buch entstand und die auch den Verf. verhinderten, seit Mitte 1915 die neuere Literatur zu verfolgen. Das bewirkt auch, daß das Buch leider schon heute nicht mehr ganz auf dem laufenden ist.

Sachlich wird man vor allem beanstanden, daß die schon wiederholt widerlegte Lehre, daß der „Sitz" der Luftdruckänderungen in den hohen Schichten gesucht werden müsse, hier eine lehrbuchmäßige Sanktionierung gefunden hat. Im Anschluß an die dankenswerte Darlegung des Prinzips der geometrisch ähnlichen Bewegungen hätte man gern die Arbeiten von v. Kármán erwähnt gesehen, die den für die Meteorologie äußerst wichtigen Nachweis erbringen, daß die hydrodynamischen Gleichungen auch für den Fall der turbulenten Bewegung Gültigkeit haben. In den Abschnitten über Wellen wäre eine strengere Unterscheidung zwischen den Wellen, die durch irgendeine Erschütterung an der Grenze ungleich dichter Medien entstehen und denen, die in der relativen Bewegung der beiden Medien ihre Ursache haben (das Helmholtz-Wiensche Problem) erwünscht gewesen. Auch eine schärfere Trennung der sicheren Ergebnisse der Forschung von den persönlichen Meinungsäußerungen des Verf. hätte dem Buche zum Nutzen gereicht. So wie es ist, erscheint es, zumal manche Entwicklungen etwas knapp gehalten sind, für den Lernenden weniger geeignet, als für den Forscher. Für diesen aber wird es auf Jahre hinaus ein unentbehrlicher Begleiter sein.

R. Wenger.

H. Bauer, Physik der Röntgenologie. Mit einem Vorwort von Prof. Dr. E. Kromeyer, herausgegeben von Ilse Bauer. 53 S. mit einem Bildnis. (Bibliothek der physikalisch-medizinischen Techniken, IX.) Berlin, H. Meußer. 1917. Geb. M. 3.—

Heinz Bauer hat sich in der Röntgentechnik nicht nur durch die von ihm konstruierten Röntgenröhren und den als „Bauerqualimeter" bekannten Härtemesser einen Namen gemacht, seinem unermüdlichen Tatendrang entsprang auch der Gedanke, die Röntgentechnik in einer Anzahl Monographien darzustellen und damit dem Arzt, dem Physiker und Techniker die Möglichkeit zu geben, sich über einzelne Teile dieses Zwischengebietes der Medizin und Physik gründlich zu unterrichten. Als Bauer im Juni 1915 im Alter von 36 Jahren starb, lagen 8 Bände dieser „Bibliothek der physikalisch-medizinischen Techniken" fertig vor. Er selbst hatte sich vorgenommen, die physikalischen Grundlagen der Röntgentechnik darzustellen. Die Aufzeichnungen, die sich bei seinem Tode vorfanden, hat seine Witwe in dem vorliegenden Bande herausgegeben. Sie sind naturgemäß unvollständig und undurchgesehen, werden aber seinen Freunden eine bleibende Erinnerung an den früh Verstorbenen sein.

P. Ludewig.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Schriftleitung von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Universität Freiburg i. Ue. (Schweiz) Dr. Fritz R. v. Hauer für Physik (mit Titel professeur agrégé).

Abgelehnte Berufung: Der ord. Professor für Geophysik und Geodäsie an der Universität Göttingen Geh. Regierungsrat Dr. Emil Wiechert wird dem (1P, 176, 1918) gemeldeten Ruf an die Universität Berlin nicht Folge leisten.

Verliehen: Dem ord. Professor der Chemie an der Universität Straßburg Dr. Friedrich Rose der Titel Geh. Regierungsrat, dem ord. Professor der anorganischen und analytischen Chemie an der Bergakademie Freiberg i. S. Dr. O. Brunck der Titel Geh. Bergrat, dem a. o. Professor der chemischen Technologie an der Deutschen Technischen Hochschule Brünn Dr. Benjamin Max Margosches der Titel und Rang als ord. Professor.

In den Ruhestand: Der ord. Professor der Mathematik an der Universität Tübingen Dr. Alexander v. Brill.

Gestorben: Der Physiker, langjährige Mitarbeiter an der Physikalischen Zeitschrift Dr. Max Iklé in Berlin-Zehlendorf, der ord. Honorarprofessor für Meteorologie an der Universität Gießen Geh. Oberregierungsrat Dr. Richard Assmann, der frühere Professor für Chemie an der Forstakademie in Hannöversch-Münden und Begründer der Sulfitzellstoffindustrie Dr. Alexander Mitscherlich in Freiburg i. Br.

Für die Schriftleitung verantwortlich Geh. Regierungsrat Prof. Dr. H. Th. Simon in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

J. E. Lilienfeld, Untersuchungen über das kontinuierliche Röntgenspektrum. (Die Unabhängigkeit von Antikathodenmetall.)

Verlag von S. Hirzel in Leipzig.

OBERLIN
COLLEGE
LIBRARY.

Fig. 2.

J. E. Lilienfeld u. H. Seemann, Photographische Aufnahme des P_t- und Ir_2A'-Spektrums.

Verlag von S. Hirzel in Leipzig.

Inhaltsverzeichnis:

(Z. B. = Zusammenfassende Bearbeitungen; B. = Besprechungen; T. = Tagesereignisse.)

Seite

Atomgewichte: Über den Zusammenhang zwischen den — der chemischen Elemente, dem spezifischen Gewicht und der Wärmetönung, v. K. Fehrle . . . 281

Blitze: Über die Ermittelung der zeitlichen Aufeinanderfolge zusammengehöriger — sowie über ein bemerkenswertes Beispiel dieser Art von Entladungen, v. B. Walter 273

Chemische Elemente: Über den Zusammenhang zwischen den Atomgewichten der —, dem spezifischen Gewicht und der Wärmetönung, v. K. Fehrle 281

Cunninghamsche Korrektur des Stokesschen Widerstandsgesetzes: Ein neuerlicher Beweis für die Gültigkeit der —, v. L. Parankiewicz 280

Deutschland, G., Über die Anordnung der Fixsterne im Raum. (Z. B.) 286

Elemente: Über den Zusammenhang zwischen den Atomgewichten der chemischen —, dem spezifischen Gewicht und der Wärmetönung, v. K. Fehrle . . . 281

Fehrle, K., Über den Zusammenhang zwischen den Atomgewichten der chemischen Elemente, dem spezifischen Gewicht und der Wärmetönung 281

Fixsterne: Über die Anordnung der — im Raum, v. G. Deutschland. (Z. B.) 286

Seite

Jablonowskische Gesellschaft: Preisaufgaben der Fürstlich —. (T.) 296

Kühnen, P., Das Mittelwasser der Ostsee bei Travemünde, Marienleuchte, Wismar, Warnemünde, Arkona, Swinemünde, Pillau, Memel und das Mittelwasser der Nordsee bei Bremerhaven in den Jahren 1898 bis 1910. (B.) 296

Mittelwasser: Das — der Ostsee und der Nordsee, v. P. Kühnen. (B.) 296

Parankiewicz, L., Ein neuerlicher Beweis für die Gültigkeit der Cunninghamschen Korrektur des Stokesschen Widerstandsgesetzes 280

Spezifisches Gewicht: Über den Zusammenhang zwischen den Atomgewichten der chemischen Elemente, dem — und der Wärmetönung, v. K. Fehrle 281

Walter, B., Über die Ermittelung der zeitlichen Aufeinanderfolge zusammengehöriger Blitze sowie über ein bemerkenswertes Beispiel dieser Art von Entladungen 273

Wärmetönung: Über den Zusammenhang zwischen den Atomgewichten der chemischen Elemente, dem spezifischen Gewicht und der —, v. K. Fehrle . . 281

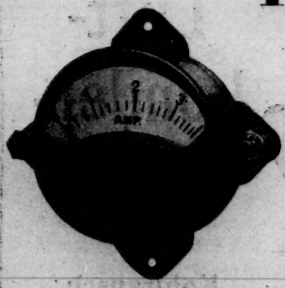
Verlag von S. Hirzel in Leipzig.

Allgemeine Ergebnisse und Probleme der Naturwissenschaft. Eine Einführung in die moderne Naturphilosophie von **Dr. Bernhard Bavink.** Mit 19 Figuren und 2 Tafeln. **Preis geh. 6 M., geb. M. 9.—** exkl. Teuerungszuschlag.

Siemens & Halske A.-G.

Wernerwerk — Siemensstadt bei Berlin

Messinstrumente für drahtlose Telegraphie



Kleiner Hitzdraht-Stromzeiger für Hochfrequenz, mit eingebautem Nebenschluß

Stromzeiger in allen Größen von 60 bis 700 mm Durchmesser für alle Stromstärken bis 1000 Ampere

Kleine, widerstandsfähige und wohlfeile Typen für Stromstärken bis 10 Amp., mit eingebautem Nebenschluß, verwendbar für Gleich- und Wechselstrom bis zu den höchsten Frequenzen ($\lambda = 100$ m) mit maximal etwa 5 % Frequenzfehler.

Für hohe Stromstärken Sonderausführungen ohne Nebenschluß, nur für Hochfrequenz, jedoch unabhängig von der Wellenlänge, dabei mit Gleichstrom eichbar.

Literatur: Jahrbuch f. drahtlose Telegr., Band 11, Heft 1: Keinath „Über die Messung hoher Stromstärken bei Hochfrequenz".